

## 転がり軸受の応力分布と寿命予測

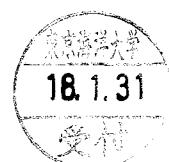
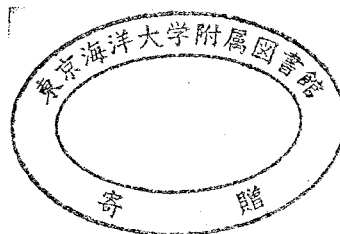
著者	藤野 俊和
学位授与機関	東京海洋大学
学位授与年度	2005
URL	<a href="http://id.nii.ac.jp/1342/00000634/">http://id.nii.ac.jp/1342/00000634/</a>

# 修士学位論文

## 転がり軸受の応力分布と寿命予測

平成17年度  
(2006年3月)

東京海洋大学大学院  
海洋科学技術研究科  
海洋システム工学専攻  
藤野 俊和



## 目次

第1章 序論	1
1. 1 研究背景	2
1. 2 転がり軸受の概要	3
1. 2. 1 転がり軸受の構造	3
1. 2. 2 転がり軸受の寿命	4
1. 3 転がり疲れ寿命	5
1. 3. 1 フレーキングの発生機構	5
1. 3. 2 転がり疲れ寿命の特徴	5
1. 3. 3 転がり疲れ寿命の計算式	7
1. 4 従来の研究	8
1. 4. 1 G.Lundberg と A.Palmgren の研究	8
1. 4. 2 その他の研究	12
1. 5 研究の目的	13
1. 6 本論文の構成	14
参考文献	15
第2章 解析方法	16
2. 1 解析モデル	17
2. 2 ヘルツ接触モデル	20
2. 2. 1 転動体と外輪の接触形状	20
2. 2. 2 応力状態	21
2. 3 解析手順	22
2. 4 油膜の解析	23
2. 4. 1 解析領域および境界条件	23
2. 4. 2 油膜の解析手順	23
2. 4. 3 マルチレベル法による解法	25
2. 4. 4 油膜圧力の解析	27
2. 4. 5 潤滑油の密度および粘性係数の解析	29
2. 4. 6 油膜厚さの解析	30
2. 5 転動体および外輪の弾性体解析	31
2. 5. 1 転動体表面および外輪表面の弾性変形量	31
2. 5. 2 外輪内部の弾性変形量	32
2. 5. 3 外輪の応力解析	33
2. 6 転がり軸受の寿命予測	39
2. 7 解析方法の検証	40
2. 8 計算条件	46
参考文献	47

第3章	解析結果および考察	48
3.1	転動体荷重の影響	49
3.1.1	油膜圧力および油膜厚さの分布	49
3.1.2	主応力の最大値	62
3.1.3	主応力の分布	65
3.1.4	せん断応力の最大値	70
3.1.5	せん断応力の分布	73
3.2	外輪表面の曲率半径の影響	82
3.2.1	油膜圧力および油膜厚さの分布	82
3.2.2	主応力の最大値	94
3.2.3	主応力の分布	96
3.2.4	せん断応力の最大値	100
3.2.5	せん断応力の分布	102
3.3	転動体の回転速度の影響	115
3.3.1	油膜圧力および油膜厚さの分布	115
3.3.2	主応力の最大値	125
3.3.3	主応力の分布	127
3.3.4	せん断応力の最大値	131
3.3.5	せん断応力の分布	134
3.4	転がり軸受の寿命予測	147
参考文献		151
第4章	結論	152
謝辞		154



## Nomenclature

$a$	: $x$ 方向のヘルツ接触半幅
$B$	: 軸受の幅
$b$	: $y$ 方向のヘルツ接触半幅
$C$	: 基本動定格荷重
$D$	: 軸受外径
$D_r$	: 転動体直径
$D_n$	: 軌道面直径
$d$	: 軸受内径
$d_m$	: 転動体のピッチ円直径
$E$	: 縦弾性係数 (ヤング率)
$E^*$	: 等価縦弾性係数 $\left(= 2 \left( \frac{(1-\nu_r^2)}{E_r} + \frac{(1-\nu_o^2)}{E_o} \right)^{-1} \right)$
$F$	: 転動体荷重
$F_r$	: ラジアル荷重
$F_a$	: アキシアル荷重
$h$	: 油膜厚さ
$H$	: 無次元油膜厚さ $(= hR_x/a^2)$
$i$	: 転動体列数
$k$	: 楕円パラメータ $(= b/a)$
$L$	: 軸受寿命
$L_{na}$	: 軸受の補正定格寿命, 単位 $10^6$ 回転
$L_{10}$	: 軸受の定格寿命, 単位 $10^6$ 回転
$l$	: 転がり接触面の円周方向長さ
$l_a$	: ころ有効接触長さ
$N$	: 応力繰返し数
$n$	: 軸受 1 回転当たりの応力繰返し数
$p$	: 油膜圧力
$p_h$	: Hertz の最大接触圧力
$P$	: 無次元油膜圧力 $(= p/p_h)$
$R$	: 等価曲率半径
$r$	: 曲率半径
$r_o$	: 外輪の軌道溝半径
$r_i$	: 内輪の軌道溝半径
$S$	: 軸受が疲れに耐える確率
$u$	: 回転速度
$V$	: 軸受材料体積
$Z$	: 1 列当たりの転動体数
$z$	: 粘度-圧力係数
$\alpha$	: 有効接触角
$\eta$	: 潤滑油の粘性係数

$\eta_0$	: 大気圧下における潤滑油の粘性係数
$\nu$	: ポアソン比
$\rho$	: 潤滑油の密度
$\rho_0$	: 大気圧下における潤滑油の密度
$\sigma$	: 応力
$\tau$	: せん断応力

### Subscripts

$r$	: 転動体
$o$	: 外輪
$i$	: 内輪
$x$	: $x$ 方向
$y$	: $y$ 方向
$z$	: $z$ 方向
*	: 無次元量であることを示す

# 第 1 章 序論

## 1. 1 研究背景

転がり軸受は、あらゆる所で回転運動を支えている極めて重要な機械要素である<sup>(1)</sup>。例えば、ある機械装置に使用されている転がり軸受が寿命に達すると、機械装置は性能をフルに発揮できず、場合によっては機能し難くなる。このように転がり軸受の信頼性が機械装置の信頼性を担っているといっても過言ではない。従って、転がり軸受の寿命を把握することは工学上非常に重要なことである。

通常、転がり軸受が荷重を受けて回転すると、内輪・外輪の軌道面および転動体の軌道面には、絶えず繰返し応力を受けるので、材料の疲れによってフレーキング(*flaking*)と呼ばれる損傷が、軌道面あるいは転動面に現れる。この最初のフレーキングが生じるまでの総回転数を転がり疲れ寿命(フレーキング寿命)という。これは鋼に限らず多くの材料に共通の現象であり、繰返し応力を受ける材料の本質的な問題であり、通常は避けることができないことから、転がり軸受寿命というと、この転がり疲れ寿命を指す場合が多い<sup>(2)</sup>。

従来の研究において、転がり軸受の転がり面に生じるフレーキングが発生するメカニズムは解明されつつあるが、その寿命を正確に予知し、制御することは、現在もなお極めて困難なことである。それは、寸法、構造、材料、熱処理、加工方法などを同じにした数多くの軸受を、同一条件で運転しても相当大きなばらつきを生じるためである。そのため確率事象としての把握を余儀なくされていることに他ならない。

## 1. 2 転がり軸受の概要

### 1. 2. 1 転がり軸受の構造

転がり軸受は，軸(*shaft*)とハウジング(*housing*)との間に介在して，軸とハウジングとの相対運動を，小さな転がり摩擦を利用して回転させる働きをもつ．

転がり軸受は，図 1.1 に示すように軸に取り付ける内輪(*inner ring*)，ハウジングに取り付ける外輪(*outer ring*)，内輪と外輪との間に設置した多数の転動体(*rolling element*)と，転動体を偏りなく回転させるため均等に配置保持する保持器(*retainer cage*)の四つの部品からなっていて構成される．内輪と外輪を合わせて軌道輪(*ring*)，軸軌道盤とハウジング軌道盤を合わせて軌道盤と呼ぶ．転動体には，球状の玉(*ball*)と筒状のころ(*roller*)とがある．

転がり軸受には，主として，ラジアル荷重(*radial load*)すなわち半径方向の荷重を支えるラジアル転がり軸受(*radial rolling bearing*)と，アキシアル荷重(*axial load*)すなわち軸方向の荷重を支えるスラスト転がり軸受(*thrust rolling bearing*)がある．

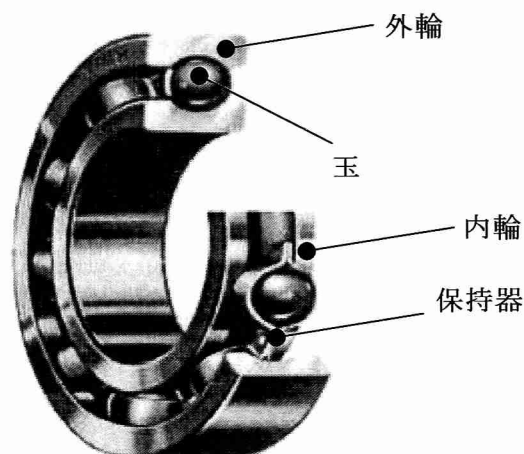


図 1 転がり軸受の構造  
(日本精工株式会社：カタログから)

### 1. 2. 2 転がり軸受の寿命

転がり軸受に要求される機能は、それぞれの用途によって異なっており、定められた期間を通じて低摩擦・高負荷機能・高制度回転案内を持続されることが必要である。

軸受をある用途に正しく使用しても、ある時間経過すると磨耗などによって音・振動が増加しあるいは精度が劣化していく。これがその機械に要求される機能を失うレベルにまで達すると、音響寿命や磨耗寿命に達したことになる。また、転がり軸受の潤滑剤が劣化してその機能が果たせなくなると、転がり軸受は、発熱・摩擦増大・磨耗などによって機能を失い、あるいはさらに進んで最終的には焼付きに至る。これらは潤滑寿命である。なかでも、密封軸受に封印したグリースは、軸受の運転に伴って温度が上昇し、あるいは回転に伴うせん断を受け、徐々に劣化してついに潤滑剤の機能を失い、グリース寿命に達する。

以上の寿命のほかに、転がり軸受は、転がり接触面に高い圧力を膨大な回数繰り返して受けるために、軸受材料である鋼には疲れ（疲労：*fatigue*）を生じる。転がり軸受の場合、この疲れは転動体の転動面の表面部分、あるいは軌道輪の軌道面のはがれ・脱落となって現れる。これをフレーキング(*flaking*)という。転がり軸受にひとたびフレーキングが発生すると、回転に伴って大きな振動・音響が発生し、正確な回転案内も不可能となるから、転がり軸受は寿命に達したことになる。このような寿命を転がり疲れ寿命（フレーキング寿命；*rolling fatigue life, flaking life*）という。

以上例示したように、転がり軸受の寿命にはさまざまな形態があるが、その中で、転がり疲れ寿命は、疲れ現象という材料の本質に関わるものであり、通常は避けることができないことから、単に転がり軸受寿命というとこれを指すことが多い<sup>(1)</sup>。

転がり軸受寿命は、「転がり軸受の軌道輪あるいは転動体のうち、いずれかに転がり疲れによる材料の損傷が起こるまでに回転した総回転数」と表され、ISO 規格や JIS 規格<sup>(3)</sup>に計算法が示されている。

## 1. 3 転がり疲れ寿命

### 1. 3. 1 フレーキングの発生機構

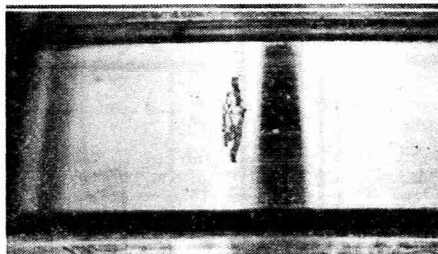
転がり軸受の転がり接触面には大きい圧力が繰り返し作用するため、転がり疲れを支配する繰り返し応力が、転がり接触表面付近に作用する。これにより材料内の比較的強度の劣る部分（非金属介在物周辺など）から発生した微小クラックが材料内部に進行し、成長してやがて表面に達してフレーキングになる。これを内部起点フレーキング(表面下起点フレーキング；*subsurface initiated flaking*)という<sup>(1)</sup>。

一方、転がり軸受の潤滑が適切でないために転がり接触面の油膜厚さが小さく、あるいは接触面の粗さが大きいことによって油膜厚さが適切に保たれていない場合には転がり疲れ寿命は短縮し、そのときの最初の微小クラックは、転がり接触表面から発生し、それが発達してフレーキングとなる。また転がり軸受に異物が混入して転がり接触表面に圧こんが発生した場合にも、その圧こんの山の部分で接触応力が増大し、表面からの微小クラックによるフレーキングになる。これらを表面起点フレーキング(*surface initiated flaking*)といい、一般的に内部起点フレーキングよりも短寿命となる<sup>(1)</sup>。

フレーキングの実例を図 1.2 に示す<sup>(4) (5)</sup>。



(a) 玉軸受の内輪  
(文献(4)から)



(b) ころ軸受の内輪  
(文献(5)から)

図 1.2 転がり軸受の軌道面に発生したフレーキング例

### 1. 3. 2 転がり疲れ寿命の特徴

転がり軸受の転がり疲れ寿命には二つの特徴をもつ。これらは 1.3.2 節で述べたフレーキングの発生機構と密接に関わっている。

一つ目の特徴として、転がり疲れ寿命はほとんど兆候なく突然おとずれる。そのため予測が困難なことである。これは、転がり疲れを支配する繰り返し応力によって発生した微小クラックが材料内部に進行し、成長し表面に達してフレーキングになるためである。そのため、フレーキングの発生直前までは外観上表面に変化がなく、フレーキングに至って始めて表面に大きい変化が現れるのが通例である。

二つ目の特徴として、転がり疲れ寿命の寿命値のばらつきが極めて大きいことである。外見上まったく等しい軸受を、荷重、回転速度、潤滑条件、試験機など外部条件を一定にして回転しても、フレーキングに至る回転時間には大きなばらつきを生じる。その一例を図 1.3 に示す。図 1.3 は、30 個の玉軸受 6206 を寿命試験した結果を試験順に配列したものであるが、このように 30 個程度の試験でも、寿命の最大値と最小値

の間に 40～50 倍程度の開きがあるのが普通である<sup>(6)</sup>。

これは、転がり軸受の転がり接触面に作用する繰返し応力は、材料のミクロな強度のばらつきの中で比較的強度の劣る部分（非金属介在物の周辺等）に選択的に作用し、微小クラックを発生させて、それが材料内部を進行し発達するためである。このため、その発生・進行状況はミクロな強度のばらつきという統計的性質に依存し、そのうえミクロな強度の相対的に最も弱い部分が転がり疲れを支配するということによって、このような大きなばらつきを生じる。

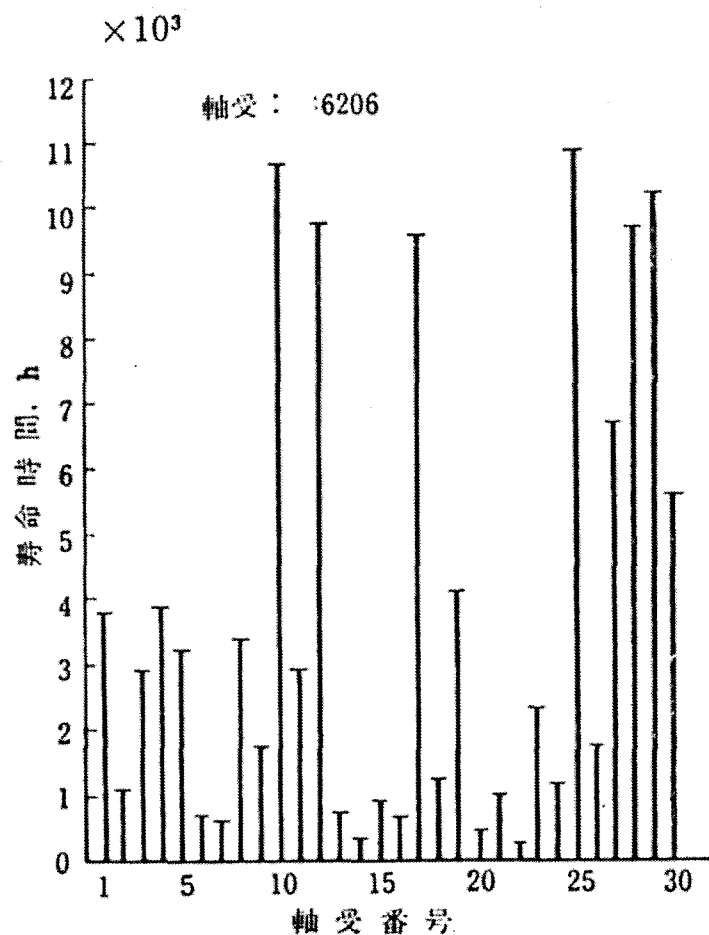


図 1.3 軸受寿命のばらつき  
(文献(6)から)



### 1. 3. 3 転がり疲れ寿命の計算式

フレーキング寿命の計算には、規格化<sup>(3)</sup>された計算式

$$L_{na} = a_1 \cdot a_2 \cdot a_3 \cdot L_{10} = a_1 \cdot a_2 \cdot a_3 \cdot (C/P)^p \quad (1.1)$$

$p=3$  : 玉軸受,  $p=10/3$  : ころ軸受

が用いられる. この式は Lundberg-Palmgren 寿命理論<sup>(8), (9)</sup>を基礎とし構成したものである<sup>(10)</sup>.

ここで,  $L_{na}$  : 補正定格寿命(*adjusted rating life*),  $L_{10}$  : 基本定格寿命(*basic rating life*),  $a_1$  : 信頼度係数(*life adjustment factor for reliability*),  $a_2$  : 軸受特性係数(*life adjustment factor for special bearing properties*),  $a_3$  : 使用条件係数(*life adjustment factor for operating condition*),  $C$  : 基本動定格荷重(*basic dynamic load rating*),  $P$  : 軸受荷重 (等価荷重) である.

基本定格寿命  $L_{10}$  は, 一群の同一呼び番号の転がり軸受を同一運転条件下で個別に回転させたときに, そのうちの 90% の転がり軸受が転がり疲れによるフレーキング寿命に達することなく回転できるような総回転数<sup>(3)</sup>と定義される. これは 90% 信頼度寿命ともいえる. また補正定格寿命  $L_{na}$  は, 軸受寿命への多くの因子の影響を考慮したものである.

基本動定格荷重  $C$  は, ラジアル軸受では一方の軌道輪を回転させ, 他の軌道輪を静止させた条件で, 一群の同じ軸受を個々に運転したとき, 定格寿命が 100 万回転になるような方向と大きさが変動しない荷重のことをいう.  $C$  の計算には転がり軸受の内部設計諸元が必要となるが, 転がり軸受メーカーは転がり軸受カタログ中に  $C$  の計算結果を記載している.

## 1. 4 従来の研究

本節では、転がり疲れ寿命に関する従来の研究について述べる。

### 1. 4. 1 G.Lundberg と A.Palmgren の研究<sup>(9)(10)</sup>

転がり疲れ寿命に関する代表的な研究である。多くの実験と経験によると、転がり軸受のフレーキングは、転がり接触表面に比較的近い材料内部に発する疲れクラックから進行している場合が多い。そこで疲れの機構を解明するには接触面付近の応力状態を知らねばならない。

円筒を平面に静的に押し付けたとき、内部の応力状態を計算すると図 1.4 のような座標系を考えた場合には、図 1.5 および図 1.6 のようになる。

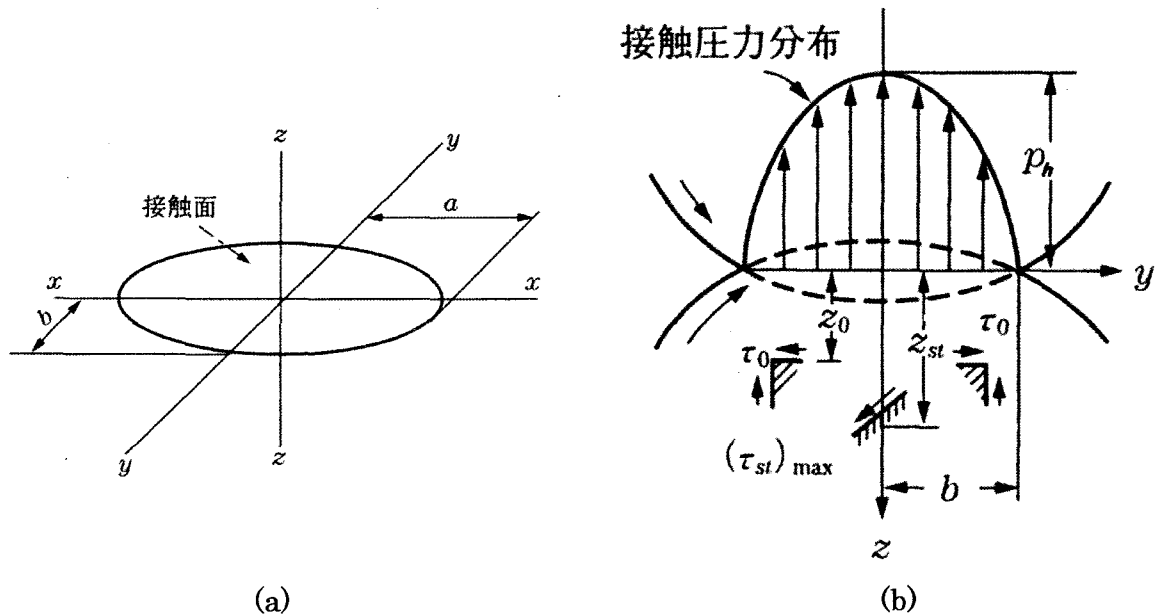


図 1.4 接触面近傍の座標軸と弾性応力

(文献(6)から)

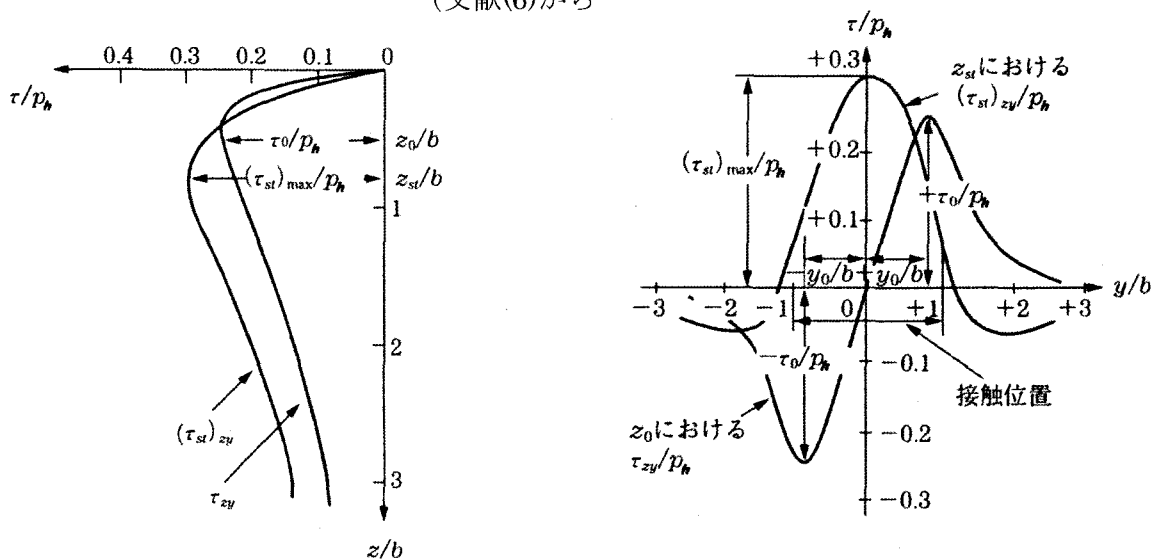


図 1.5  $(\tau_{st})_{zy}$ ,  $\tau_{zy}$  の深さ方向の変化

(文献(6)から)

図 1.6  $(\tau_{st})_{zy}$ ,  $\tau_{zy}$  の転がり方向の変化

(文献(6)から)

図 1.5 は、縦軸に深さ方向、横軸に応力の大きさをとり、表面と  $45^\circ$  の角度をなす面内に作用するせん断応力 $(\tau_{st})_{zy}$ と、表面に平行な面内に作用するせん断応力  $\tau_{zy}$  の分布を示したものである。図 1.5 より $(\tau_{st})_{zy}$ の最大値は、円筒と平面の接触幅を  $2b$  とすると  $0.786b$  の深さに現れることがわかる。

図 1.6 は、深さ  $z_{st}$ における表面と  $45^\circ$  の角度をなす面内に作用するせん断応力 $(\tau_{st})_{zy}$ と、深さ  $z_0$ における表面に平行な面内に作用するせん断応力  $\tau_{zy}$  の転がり方向の分布をそれぞれ示している。図 1.6 より深さ  $z_0$ における  $\tau_{zy}$  は、転動体が転がり運動をするのに従って、同じ振幅で正負両振りの大きさの変化をすることがわかる。それに対して、深さ  $z_{st}$ における  $(\tau_{st})_{zy}$ は、ほぼ片振りでその振幅の大きさは  $\tau_{zy}$  に比べて小さいことがわかる。

以前には転がり接触では、この表面と  $45^\circ$  の角度をなす面内に作用するせん断応力 $(\tau_{st})_{zy}$ の繰返しによって転がり疲れがおこると考えられた。しかしその後の研究において、観察を詳細に行なうと、フレーキングの起点となる深部の最初のクラックは、転がり表面と  $45^\circ$  の傾きで成長するのではなく、表面とほぼ平行に発達することわかった。

そこで G.Lundberg と A.Palmgren は、表面に平行な面内に作用するせん断応力  $\tau_{zy}$  に着目し、フレーキングを支配する応力として、転がり接触表面下  $z_0$ の深さで、表面に平行な面内に作用するせん断応力  $\tau_{zy}$  の最大値  $\tau_0$  であるとする Lundberg－Palmgren 寿命理論<sup>(9)(10)</sup>を発表した。この理論は今日の転がり軸受寿命計算式の国際規格・国家規格<sup>(3)</sup>の基礎にもなっている重要なものである。

Lundberg－Palmgren 寿命理論<sup>(9)(10)</sup>では、転がり軸受の寿命として、軸受材料が疲れ寿命に耐える確率  $S$ を考え、これが $|\tau_{zy}|$ 最大値の半振幅  $\tau_0$ の大きさと、その発生深さ  $z_0$ までの領域の軸受材料体積  $V$ と、その応力繰返し数  $N$ とによって決まるとして、次の関係式で表している ( $e, c, h$ : 指数 (定数))。

$$\log_e \left( \frac{1}{S} \right) \propto N^e \tau_0^c z_0^{-h} V \quad (1.2)$$

さらに、次の置き換えを行なう。

$$N = nL \quad (1.3)$$

$$\tau_0 = T p_h \quad (1.4)$$

$$z_0 = \zeta b \quad (1.5)$$

$$V = a z_0 l \quad (1.6)$$

以上の諸式から(1.1)式を軸受の設計寸法諸元で表し、次式を得る。

$$\log_e \left( \frac{1}{S} \right) \propto \frac{T^c}{\zeta^{h-1}} \left( \frac{E_0 D_r \sum \rho}{3 \mu v^2} \right)^{\frac{c+h-1}{2}} \left( \frac{D_r}{a} \right)^{\frac{c-h-1}{2}} \left( \frac{F}{D_r^2} \right)^{\frac{c-h-1}{2}} \times D_n D_r^{2-h} n^e L^e \quad (1.7)$$

ここで、 $T = \tau_0 / p_h$ ， $\zeta = z_0 / b$ ， $E_0 = m^2 E / (m^2 - 1)$ である。

(1.7)式と、転がり軸受の寿命計算式としてそれ以前から用いられてきた次式

$$L = \left( C/p \right)^p \quad (1.8)$$

( $P$  : 転がり軸受に作用する荷重,  $p$  : 指数) を組み合わせて, 基本動定格荷重  $C$  を与える次の一般式を導いた.

$$C = f_c (i \cos \alpha)^{0.7} Z^{2/3} F(D_r) \quad : \text{ラジアル玉軸受} \quad (1.9a)$$

$$C = f_c (i \cos \alpha)^{0.7} (\tan \alpha) Z^{2/3} F(D_r) \quad : \text{スラスト玉軸受, } \alpha \neq 90^\circ \quad (1.9b)$$

$$C = f_c i^{0.7} Z^{2/3} F(D_r) \quad : \text{スラスト玉軸受, } \alpha = 90^\circ \quad (1.9c)$$

$$C = f_c (il_a \cos \alpha)^{7/9} Z^{3/4} F(D_r) \quad : \text{ラジアルころ軸受} \quad (1.9d)$$

$$C = f_c (il_a \cos \alpha)^{7/9} (\tan \alpha) Z^{3/4} F(D_r) \quad : \text{スラストころ軸受, } \alpha \neq 90^\circ \quad (1.9e)$$

$$C = f_c (il_a)^{7/9} Z^{2/3} F(D_r) \quad : \text{スラストころ軸受, } \alpha = 90^\circ \quad (1.9f)$$

$$F(D_r) = D_r^{1.8} \quad : \text{玉軸受, } D_r \leq 25.4 \text{ mm} \quad (1.10a)$$

$$F(D_r) = 3.647 D_r^{1.4} \quad : \text{玉軸受, } D_r > 25.4 \text{ mm} \quad (1.10b)$$

$$F(D_r) = D_r^{29/27} \quad : \text{ころ軸受} \quad (1.10c)$$

$$f_c = \lambda f_1 f_2 \{2r_i/2r_i - D_r\}^{0.41} \left[ 1 + f_3^{10/3} \times (r_i/r_o)^{4.1/3} \{(2r_o - D_r)/(2r_i - D_r)\}^{4.1/3} \right]^{-0.3} \quad : \text{玉軸受} \quad (1.11a)$$

$$f_c = \lambda v f_1 f_2 \left[ 1 + f_3^{9/2} \right]^{-2.9} \quad : \text{ころ軸受} \quad (1.11b)$$

$$f_1 = 4.1 \quad : \text{ラジアル玉軸受} \quad (1.12a)$$

$$f_1 = 10.0 f_0 \quad : \text{スラスト玉軸受} \quad (1.12b)$$

$$f_1 = 21.2 \quad : \text{ラジアルころ軸受} \quad (1.12c)$$

$$f_1 = 56.2 f_0 \quad : \text{スラストころ軸受} \quad (1.12d)$$

$$f_2 = \gamma^{0.3} (1 - \gamma)^{1.39} / (1 + \gamma)^{1/3} \quad : \text{玉軸受, } \alpha \neq 90^\circ \quad (1.13a)$$

$$f_2 = (D_r/d_m)^{0.3} \quad : \text{玉軸受, } \alpha = 90^\circ \quad (1.13b)$$

$$f_2 = \gamma^{2/9} (1-\gamma)^{29/27} / (1+\gamma)^{1/4} \quad : \text{ころ軸受, } \alpha \neq 90^\circ \quad (1.13c)$$

$$f_2 = (D_r/d_m)^{2/9} \quad : \text{ころ軸受, } \alpha = 90^\circ \quad (1.13d)$$

$$f_3 = 1.04 f_4 \quad : \text{ラジアル軸受} \quad (1.14a)$$

$$f_3 = f_4 \quad : \text{スラスト軸受, } \alpha \neq 90^\circ \quad (1.14b)$$

$$f_3 = 1 \quad : \text{スラスト軸受, } \alpha = 90^\circ \quad (1.14c)$$

$$f_4 = \{(1-\gamma)/(1+\gamma)\}^{1.72} \quad : \text{玉軸受} \quad (1.15a)$$

$$f_4 = \{(1-\gamma)/(1+\gamma)\}^{143/108} \quad : \text{ころ軸受} \quad (1.15b)$$

ここで,  $\gamma = D_r \cos \alpha / d_m$  ,  $f_0$  : スラスト軸受において無負荷領域がない等の酷しさを考慮した係数,  $\lambda$  : 負荷が転動体の中心に正しく作用しないことや応力集中などに対する安全係数としての係数,  $\nu$  : 補正係数である.

これらの諸式を導くのに際して, 各種の定数  $p$ ,  $e$ ,  $c$ ,  $h$  等の値は, 多種類で多数の転がり軸受を用いた寿命試験に基づいて表 1.1 のように決めている.

表 1.1 Lundberg-Palmgren 寿命理論に各種定数の値

	p	e	c	h
点接触軸受	3	10/9	31/3	7/3
線接触軸受	10/3	9/8	31/3	7/3

Lundberg-Palmgren 寿命理論<sup>(9)(10)</sup>では, ラジアル荷重  $F_r$  とアキシアル荷重  $F_a$  とを同時に受ける転がり軸受の, 式(1.8)中の軸受荷重  $P$  を詳しく理論解析して,

$$P = XVF_r + YF_a \quad (1.16)$$

の式で与えた.  $P$  は動等価荷重(dynamic equivalent load)で, 寿命的に等価な仮想荷重,  $X$  はラジアル荷重係数(radial load factor),  $Y$  はアキシアル荷重係数(axial load factor),  $V$  は回転係数(rotation factor)でそれぞれ理論解析が示されている.

現在用いられている転がり軸受寿命計算式 ((1.1)式) においても, は表 1.1 の結果が用いられている. ただし(1.1)式の  $f_c$  の部分は軸受形式ごとの数値で  $\gamma$  の関数として与え, 玉軸受の場合,  $r_i$  ,  $r_o$  のある範囲内で  $f_c$  を一定として与える点が異なる.

#### 1. 4. 2 その他の研究

Lundberg－Palmgren 寿命理論<sup>(9)(10)</sup>の発表後，その基本的な考え方は多くの支持を得た．その後の転がり軸受計算式の基礎にもなって，今日までの ISO・JIS 等の規格<sup>(3)</sup>へと発展してきた．この理論に対してさらに改良すべき点は，その後の多くの研究者による実験や解析を通じて引き続き解明され，転がり軸受のフレーキング寿命の新しい理論と計算式が提案され，今日に至るまで発展し続けている．以下にその研究例を述べる．

1. 軸受内の潤滑条件が良好でないことや軸受中に異物が混入したこと等による表面起点フレーキングを含めた軸受寿命理論の研究<sup>(12)・(14)</sup>．
2. 軸受の転がり疲れに疲労限を導入した軸受寿命理論の研究<sup>(15)(16)</sup>．
3. 軸受寿命のばらつきを表すパラメータを変数とした軸受寿命理論の研究<sup>(17)(18)</sup>．
4. 軸受中の転動体の寿命およびその負荷能力の理論づけによるさらに一般的な軸受寿命理論の研究<sup>(18)</sup>．

以上に示したように，フレーキング寿命に関する研究は数多く行なわれている．しかしその研究の多くは，実機を用いた実験において得られた軸受寿命をもとに，確率論的に軸受寿命を予測・評価したものである．そのため，最適な寿命予測がなされているとは言い難く，更なる研究が必要であると考ええる．

## 1. 5 研究の目的

従来の研究において、転がり軸受の転がり面に生じるフレーキングが発生するメカニズムは解明されつつある。しかし転がり軸受のフレーキング寿命を正確に予知し、制御することは、現在もなお極めて困難なことであり、必ずしも最適な軸受寿命の予測がなされていると言い難い。

そこで本研究では、転がり軸受の転動体と外輪との間の潤滑部に着目し、外輪に生じる応力とその応力にて破壊するまでの繰返し数を軸受鋼 (SUJ2) の S-N 線図を用いて求め、軸受寿命を得る手法を提案することを目的とする。

転がり軸受のフレーキング寿命は、狭義の転がり軸受寿命であるから、単に、転がり軸受寿命 (軸受寿命: *bearing life*) と呼ばれることも多い。本論文でも断りなくそのように表記する。

## 1. 6 本論文の構成

本論文では、転がり軸受の転動体と外輪との間の潤滑部に着目し、外輪に生じる応力とその応力にて破壊するまでの繰返し数を軸受鋼 (SUJ2) の S-N 線図を用いて求め、軸受寿命を得る。

まず第 1 章「序論」では、転がり軸受の概要およびフレーキング寿命について概説し、フレーキング寿命に関する研究の動向と問題点を挙げ本研究の必要性、目的、本論文の構成を述べている。

第 2 章「解析方法」では、転がり軸受の外輪内部の応力状態ならびに転がり軸受寿命を得るために用いた解析モデル、基礎式、計算方法、境界条件などを概説し、その手法で得られた計算結果の妥当性について検証を行なう。

第 3 章「解析結果および考察」では、計算により得られた転がり軸受の外輪内部の応力状態ならびに得られた転がり軸受寿命について述べる。

第 4 章「結論」では、以上の解析結果を統括し、今後の展望について言及している。参考文献は各章末に示され、本研究を行う上での指針としている。



## 参考文献

- (1) 高田浩年・相原了：転がり軸受の寿命と信頼性，(2005)，日刊工業新聞社
- (2) 転がり軸受カタログ：日本精工株式会社
- (3) ISO R 281-1962；ISO 281/1-1977；ISO 281-1990；JIS B 1518-1965，-1981，-1992，-2002  
(軸受寿命・基本定格寿命の定義) JIS B 0104 転がり軸受用語
- (4) 高田浩年：真空脱ガス鋼を用いた玉軸受の寿命，潤滑，14(1969)，485-488
- (5) 高田浩年・鈴木進・前田悦生：ころ軸受の疲れ寿命に及ぼす潤滑の影響，潤滑，26(1981)，645-650
- (6) 転がり軸受工学編集委員会編：転がり軸受工学，(1975)，養賢堂
- (7) 岡本純三：機械技術研究所報告第92号，(1977)
- (8) 岡本純三・角田和雄：転がり軸受—その特性と実用設計—，(1986)，幸書房
- (9) G.Lundberg・A.Palmgren：Dynamic Capacity of Rolling Bearing，IVA Handlingar，196，(1947)，Generalstabens Litografiska Anstalts Foerlag Stockholm
- (10) G.Lundberg・A.Palmgren：Dynamic Capacity of Rolling Bearing，IVA Handlingar，210，(1952)，Generalstabens Litografiska Anstalts Foerlag Stockholm
- (11) 高田浩年：転がり軸受の新しい寿命計算法の可能性の検討，トライボロジスト，39-6(1994)，526-532
- (12) Y.P.Chiu・T.E.Tallian，J.I.McCool：An Engineering Model of Spalling Fatigue Failure in Rolling Contact(I)，Wear，17，(1971)，433-446
- (13) T.E.Tallian，J.I.McCool：An Engineering Model of Spalling Fatigue Failure in Rolling Contact(II)，Wear，17，(1971)，447-461
- (14) T.E.Tallian：An Engineering Model of Spalling Fatigue Failure in Rolling Contact(III)，Wear，17，(1971)，463-480
- (15) E.Ioannides・T.A.Harris：A New Fatigue Life Model for Rolling Bearings，Trans.ASME，Journal of Tribology，107-3，(1985)，367-378
- (16) T.E.Tallian：United Rolling Contact Life Model with Fatigue Limit，Wear，107-1，(1986)，13-36
- (17) 岡本純三：機械技術研究所報告，92，(1977)、1-87
- (18) 高田浩年：転動体寿命を考慮した転がり軸受の寿命理論，トライボロジスト，37-12，(1992)，1055-1062

## 第 2 章 解析方法

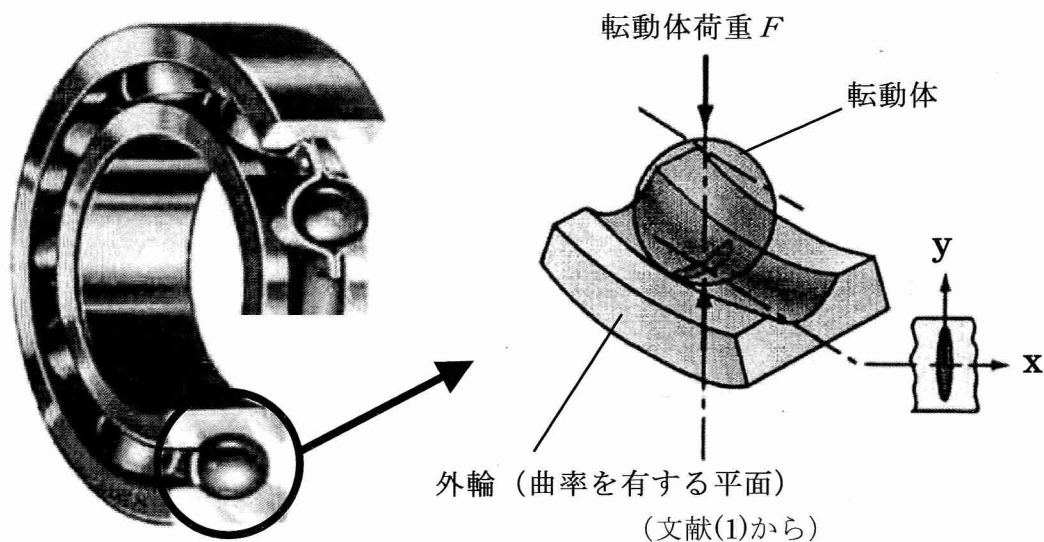
## 2. 1 解析モデル

本研究では、単列深溝玉軸受を解析対象とし、内輪が回転軸と共に回転し、外輪がハウジングに固定されているものとする。

転動体と内輪との間の潤滑部においては、転動体自身が転がりすべりをし、双方の回転周期に違いがあることから、その箇所は絶えず変化する。しかし転動体と外輪との潤滑部においては、外輪は静止しているので最大荷重が負荷される箇所は常に同じで、外輪潤滑面の鉛直方向最下部である。そのため外輪が一番多く、最大荷重を繰返し受けるために最も早く疲れによる破壊を生じる。そこで本研究では、転動体と外輪との潤滑部に着目する(図 2.1)。

図 2.2 は、転動体と外輪との潤滑状態を想定した解析モデルである。 $x$  方向は転動体の転がりすべり方向、 $y$  方向は軸方向、 $z$  方向は転がり軸受の半径方向をそれぞれ示す。転動体には鉛直方向( $z$  負方向)に高荷重が負荷され、転動体と外輪との間の潤滑膜に高圧が生じ、転動体および外輪は弾性変形するものとする。

また本研究では、図 2.3 に示すような外輪表面の形状が平面の場合と、図 2.4 に示すような外輪表面が曲率を有する平面になっている場合それぞれについて解析を行う。



(日本精工株式会社: カタログから)

図 2.1 転動体と外輪との接触部

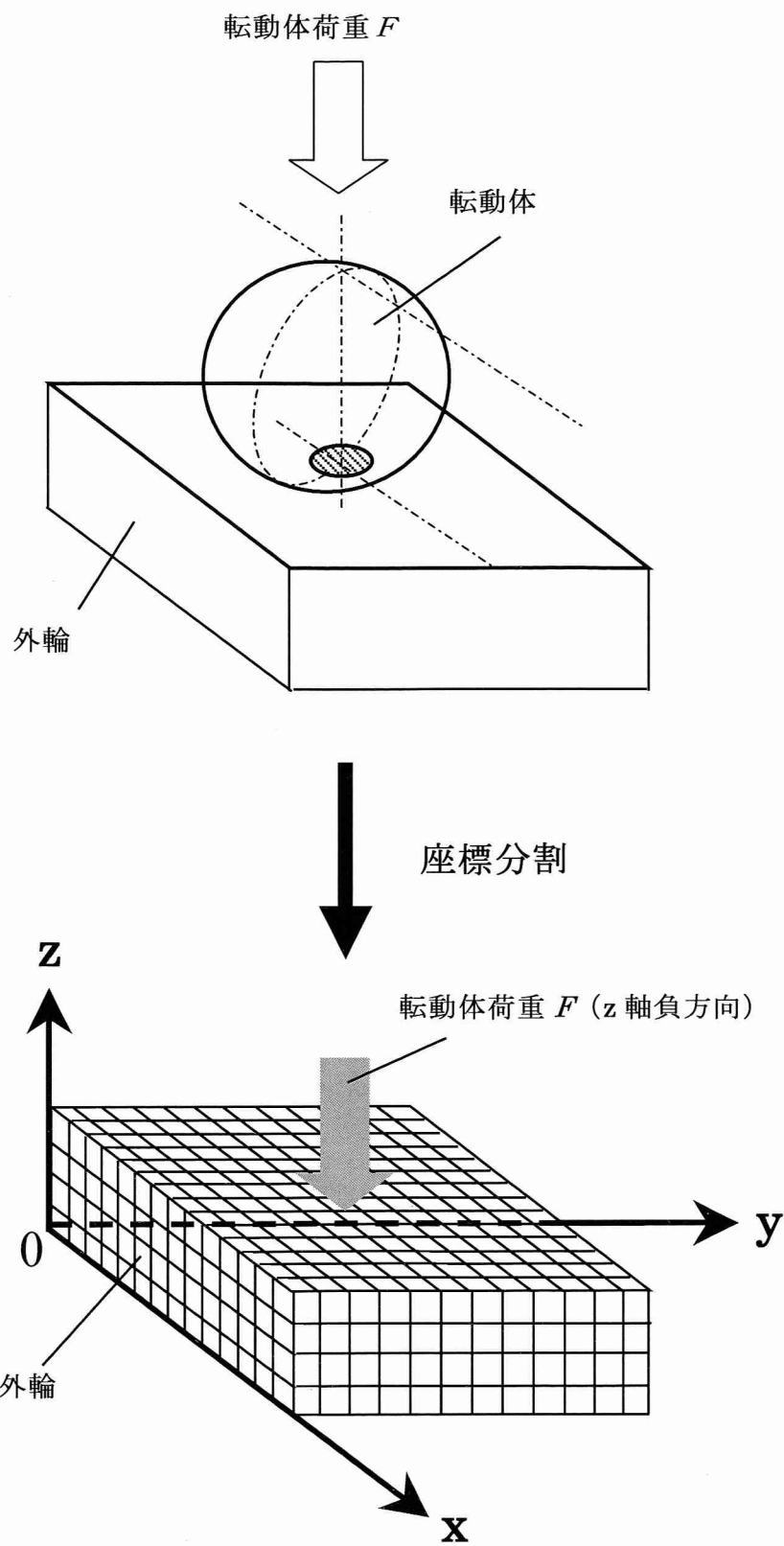


図 2.2 解析モデル

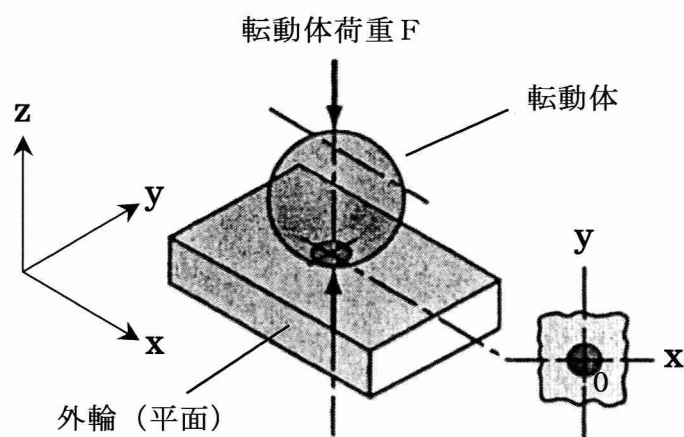


図 2.3 転動体と外輪（平面）との接触  
(文献(1)から)

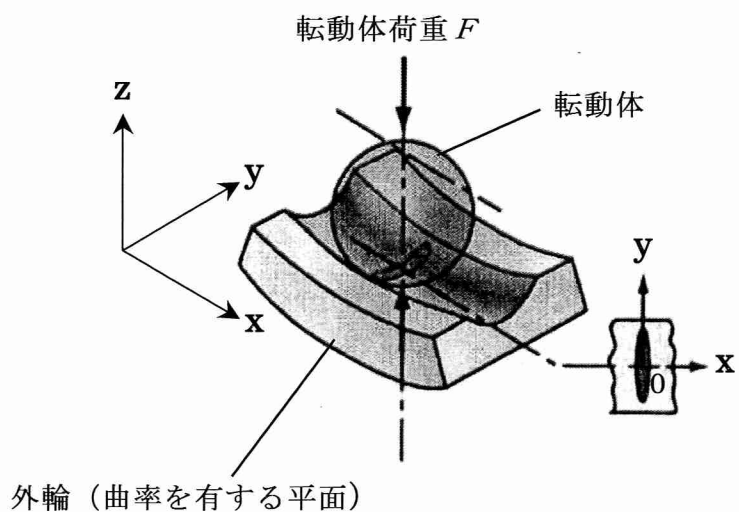


図 2.4 転動体と外輪（曲率を有する平面）との接触  
(文献(1)から)

## 2. 2 ヘルツ接触

### 2. 2. 1 転動体と外輪の接触形状

本研究において、転動体と平面との接触(図 2.3) および転動体と曲率を有する平面との接触(図 2.4)について解析を行う。接触形態が異なるモデルを解析するにあたり、接触域の形状を知る必要がある。そこでヘルツの理論を用いて接触域の形状を得ることとする。

二つの固体(転動体と外輪表面)の間に潤滑油等がなく荷重を受けて接触すると、接触部分が弾性変形して接触領域を形成し接触圧力が生じる。接触領域が固体の表面積に比べて十分小さいときの接触を、ヘルツ接触(Hertzian Contact)といい、接触領域、接触圧力、二固体間の接近量はヘルツの理論<sup>(2)</sup>により得ることができる。

図 2.3 に示すような座標系を考え、転動体の曲率半径を  $x$  方向  $y$  方向それぞれ  $r_{ax}$ ,  $r_{ay}$  とし、外輪の曲率半径をそれぞれ  $r_{ox}$ ,  $r_{oy}$  とする。このとき  $x$  方向のヘルツ接触半幅  $a$ ,  $y$  方向のヘルツ接触半幅  $b$ , 最大接触圧力(最大ヘルツ圧力)  $p_h$ , および接触領域内の任意の点における圧力  $p$  は次式で示される。

$$a = \left( \frac{6\varepsilon FR}{\pi k E'} \right)^{1/3} \quad (2.1)$$

$$b = \left( \frac{6k^2 \varepsilon FR}{\pi E'} \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

$$p_h = \frac{3F}{2\pi ab} \quad (2.3)$$

$$p = p_h \left( 1 - \left( \frac{x}{a} \right)^2 - \left( \frac{y}{b} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

$$k = \frac{b}{a} = \alpha_r^{2/\pi} \quad (2.5)$$

ここで、

$$\frac{1}{R_x} = \frac{1}{r_{ax}} + \frac{1}{r_{ox}} \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{R_y} = \frac{1}{r_{ay}} + \frac{1}{r_{oy}} \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y} \quad (2.8)$$

$$E^* = \frac{2}{\left( (1-\nu_a^2)/E_a + (1-\nu_e^2)/E_e \right)} \quad (2.9)$$

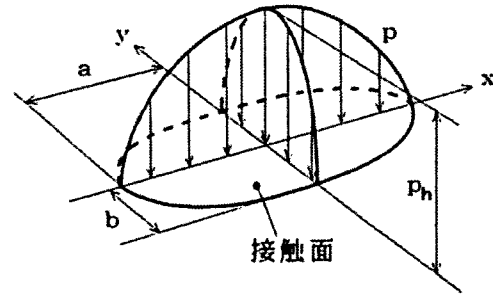


図 2.5 ヘルツ接触圧力  
(文献(1)から)

$$\alpha_r = \frac{R_y}{R_x} \quad (2.10)$$

$$\varepsilon = \left( \frac{\pi}{2} - 1 \right) / \alpha_r \quad (2.11)$$

である． $R_x$ ,  $R_y$  および  $E^*$  はそれぞれ  $x$  方向の等価曲率半径， $y$  方向の等価曲率半径，等価縦弾性係数（等価ヤング率）と呼ばれている．

このヘルツの理論により計算すると，図 2.3 に示すように，転動体と平面が接触している場合には，接触面は円形( $a=b$ ,  $k=1.0$ )となる．一方，図 2.4 に示すように，転動体と曲率を有する平面が接触している場合には接触面は楕円形( $a \neq b$ ,  $k \neq 1$ )となる．

### 2. 2. 2 応力状態

図 2.3 に示すように，転動体と平面が接触しているとき  $z$  軸上および  $r$  軸上( $z=0$ )の応力状態は，ヘルツの理論により次式で与えられる．ただし， $\theta$  軸は  $r$  軸に垂直な軸である．

$$\frac{\sigma_r}{p_h} = \frac{\sigma_\theta}{p_h} = -(1+\nu) \left\{ 1 - \frac{z}{a} \tan^{-1} \left( \frac{a}{z} \right) \right\} + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{a^2}{z^2} \right)^{-1} \quad (2.12)$$

$$\frac{\sigma_z}{p_h} = \frac{\sigma_\theta}{p_h} = - \left( 1 + \frac{a^2}{z^2} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

$$\frac{\tau_{zr}}{p_h} = \frac{\tau_{z\theta}}{p_h} = \frac{1}{2p_h} (\sigma_r - \sigma_z) \quad (2.14)$$

$$\frac{\sigma_r}{p_h} = \frac{1-2\nu}{3} \left( \frac{a^2}{r^2} \right) \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{3/2} \right\} - \sqrt{1 + \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.15)$$

$$\frac{\sigma_\theta}{p_h} = \frac{1-2\nu}{3} \left( \frac{a^2}{r^2} \right) \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{3/2} \right\} - 2\nu \sqrt{1 + \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.16)$$

$$\frac{\sigma_z}{p_h} = - \sqrt{1 + \frac{z^2}{a^2}} \quad (2.17)$$

$$\frac{\sigma_r}{p_h} = - \frac{\sigma_\theta}{p_h} = - \left( \frac{1-2\nu}{3} \right) \left( \frac{a^2}{r^2} \right) \quad (2.18)$$

$$\frac{\sigma_r}{p_h} = 0 \quad (2.19)$$

## 2. 3 解析手順

本研究では、転がり軸受の転動体と外輪との間の潤滑部に着目し、外輪に生じる応力とその応力にて破壊するまでの繰返し数を軸受(SUJ2)のS－N線図を用いて求め、軸受寿命を得る手法を提案することを目的としている。

そこで、以上の目的を達成するために、以下に示す手順により研究を行なう。

- 1) 転動体と外輪との間にある潤滑油内に発生する油膜圧力および油膜厚さを算出する。
- 2) 油膜圧力を積分し外輪に加わる外力を得る。
- 3) 得られた外力から、三次元有限要素法を用いて外輪内部で生じる応力を得る。
- 4) 得られた応力から外輪が破壊するまでの繰返し数を軸受鋼(SUJ2)のS－N線図より算出し、転がり軸受の寿命を評価する。



## 2. 4 油膜の解析

### 2. 4. 1 解析領域および境界条件

転動体と外輪との間の潤滑油膜内を解析する際に用いる座標系および解析領域を図 2.6 に示す. 原点  $(0,0)$  はヘルツ接触域中心を示し,  $x$  方向は転動体の転がりすべり方向,  $y$  方向は軸方向をそれぞれ示す. また  $a$  は  $x$  方向のヘルツ接触半幅,  $b$  は  $y$  方向のヘルツ接触半幅をそれぞれ示す.  $x_i, y_i$  は任意の点  $(i, j)$  の  $x$  座標および  $y$  座標を示し,  $x_j, y_j$  は任意の点  $(j, i)$  の  $x$  座標および  $y$  座標をそれぞれ示す.

$x_a, x_b$  は解析領域端部の  $x$  座標,  $y_a, y_b$  は解析領域端部の  $y$  座標をそれぞれ示す. 解析領域は  $x$  方向,  $y$  方向それぞれ,  $x$  方向のヘルツ接触半幅  $a$  の 6 倍の長さとし, それぞれ 240 分割する.

境界条件は, 解析領域の周囲 4 辺 (端部) では油膜圧力を 0 とする. また負圧が生じた場合は油膜圧力を 0 とする.

### 2. 4. 2 油膜の解析手順

転動体と外輪との間の潤滑部における EHL 条件下では, 微小面積に高荷重が負荷される. そのため転動体と外輪に挟まれた潤滑油膜内には非常に高い圧力が発生し, それに伴って転動体および外輪表面は弾性変形すると共に潤滑油の粘度は指数関数的に増大する. EHL 条件下の解析では, レイノルズ方程式 ((2.21)式) を, 転動体および外輪の表面変位 ((2.37)式の  $w_b$  と  $w_f$ ) および潤滑油の粘度上昇 ((2.35)式) を考慮しながら解く. しかしながら潤滑油の粘度が指数関数的に増大することなどにより解を得るのは容易ではない. そこで数値計算による繰返し計算を行い, 収束解 (油膜圧力, 油膜厚さ) を得る. その手順を以下に述べる.

- (1) 無次元速度, 荷重および材料パラメータを与える.
- (2) 次に無潤滑条件下での転動体と外輪表面とのヘルツ接触圧力を油膜圧力  $P$  の初期値  $P_0$  として与える.
- (3) D.Dowson—B.J.Hamrock の式より算出した最小油膜厚さを油膜厚さ  $H$  の初期値  $H_0$  として与える.
- (4)  $H_0$  と  $P_0$  から油膜厚さ  $H$  を求める.
- (5)  $P$  での粘度  $\eta^*$  と密度  $\rho^*$  を求める.
- (6) 与えられた  $H, \eta^*, \rho^*$  からレイノルズ方程式を満たす新しい  $P_{\text{new}}$  を得る.
- (7) 負荷力を求め, それが作用外力と釣り合わなければ,  $H_0$  を修正して(4)に戻る. 釣り合えば計算終了.

本研究では, 上述の手順のステップ(6)にマルチレベル法を適用し繰返し計算を行い, 収束解 (油膜圧力・油膜厚さ) を得る.

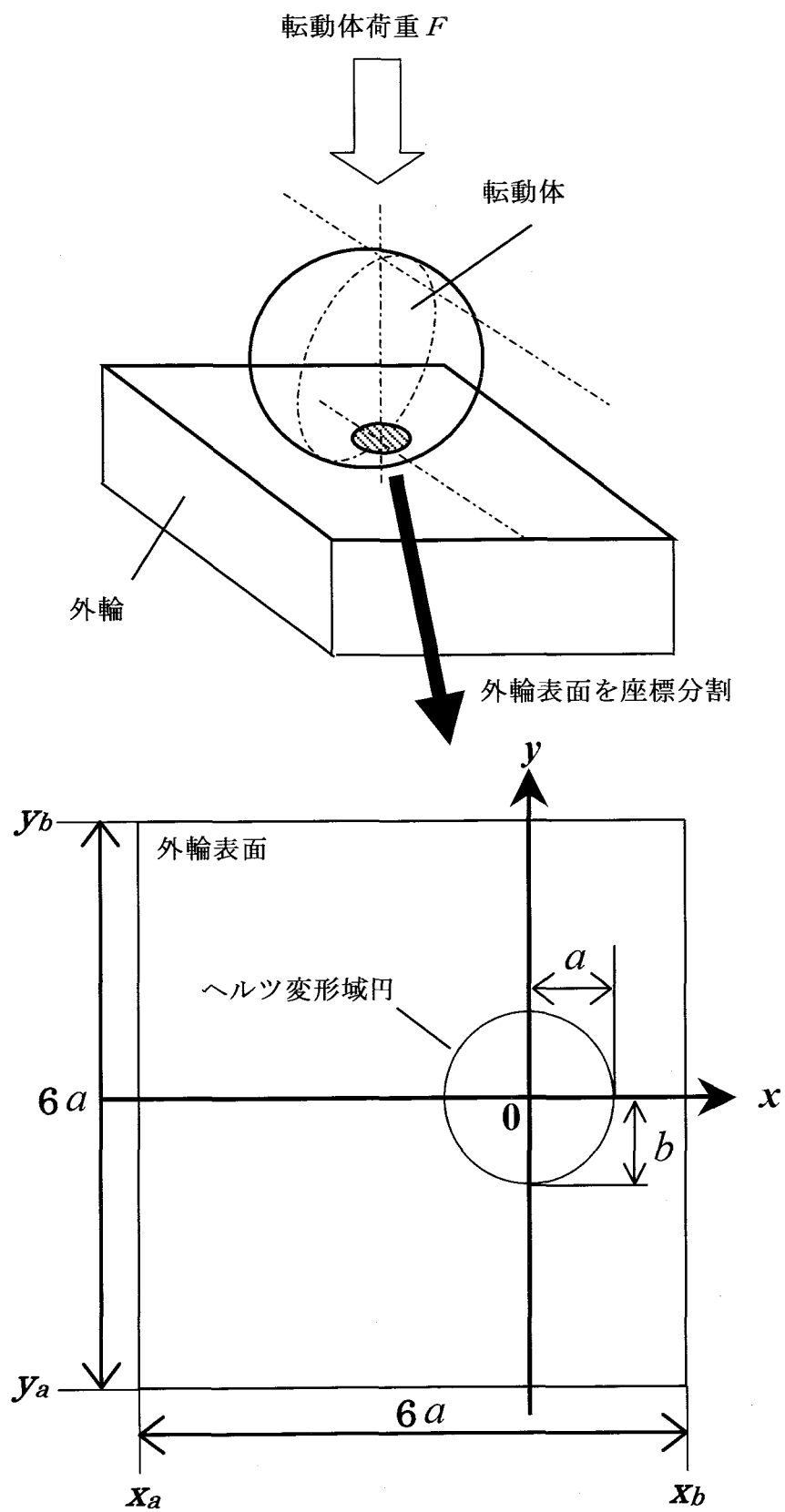


図 2.6 油膜の解析における座標

### 2. 4. 3 マルチレベル法による解法

本節ではマルチレベル法について概説する。

マルチレベル法<sup>(5)(6)</sup>は、最初、Twente 大学において LUBRECHT<sup>(5)</sup>と VENNER<sup>(6)</sup>によって開発され、その後他の研究者も採用するようになったものであり、緩和法をベースとして、計算時間の大幅な効率化を図ったものである。

通常の EHL 解析で繰返し計算を行い、収束解（油膜圧力、油膜厚さ）を得ようとすると、繰返しの初期では誤差は一気に減少するが、ある繰返し回数からはほとんど減少しなくなる。この減少しにくい誤差の正体はいわゆる低周波の誤差と呼ばれるものである。すなわち反復法においては、ある 1 点で解の改善を行なっても局所的な誤差（高周波の誤差）の減少であって、そこから遠く離れた点に対する影響は伝播が遅く、そのような低周波の誤差は反復法では減少しにくい。そのため、解を正確に求めるべく、節点数を多くした場合、解が収束するまでに多くの繰返し数が必要であり、非常に長い計算時間を要する。そこで、マルチレベル法を適用することで、低周波の誤差の減少に絶大な威力を発揮し、計算時間の大幅な短縮ができる。

マルチレベル法では図 2.7 に示すような、多数の離散系を用意する。最も粗いグリッドをレベル 1 ( $l=1$ )と定義し、メッシュ間隔が細くなるに従い、レベル 2 ( $l=2$ )、レベル 3 ( $l=3$ )・・・と定義する。解を求めた離散系を最高レベル( $l=Max$ )に設定し、低いレベルでの解析結果を、高いレベルでの初期値として使用することで、最高レベル（解を求めたい離散系）での解をより早く得ようとするものである。このような手続きを FMG(Full Multi Grid)という。レベル間の移動方法にもいろいろ考案されているが、代表的なものに図 2.8 に示す W-サイクルと図 2.9 に示す V-サイクルがある。 $\nu$  は緩和手続きの回数を示す。

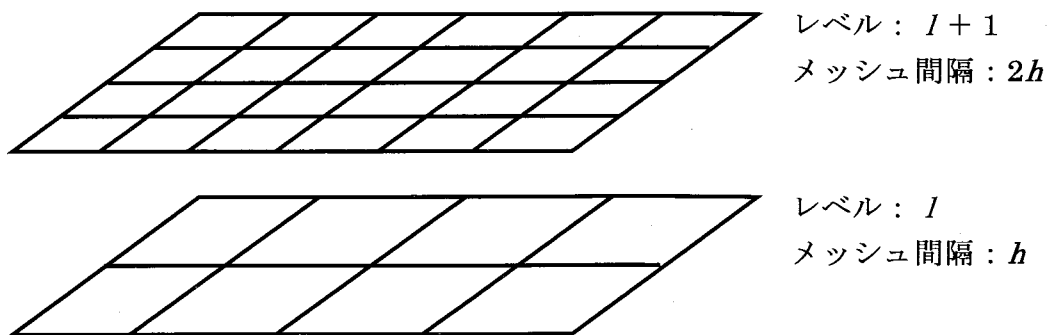


図 2.7 マルチレベル法で用いる離散系の例

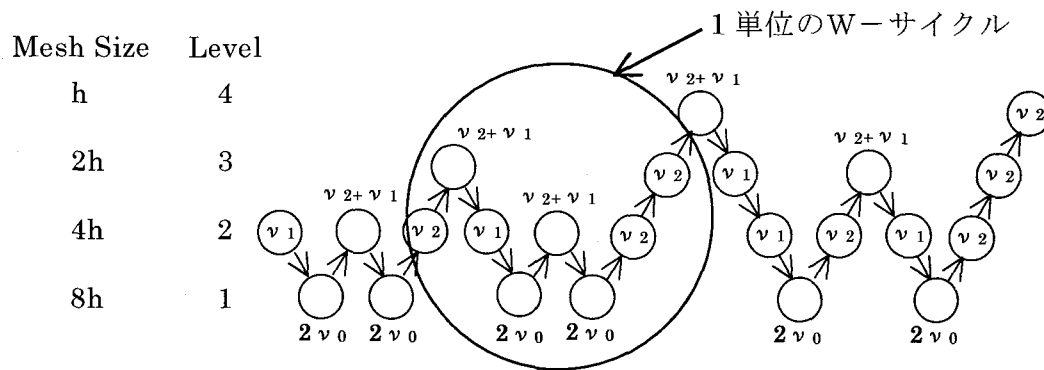


図 2.8 W-サイクル

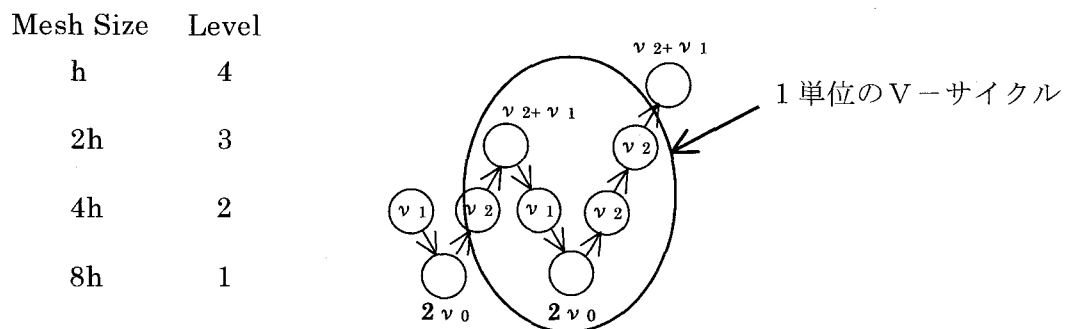


図 2.9 V-サイクル

本研究においては、図 2.6 に示すような解析領域( $6a \times 6a$ )を Level5 と設定し、以下に示す Level1~Level5 の 5 つの離散系を用意して解析を行なった。

Level5 : 分割数  $240 \times 240$ , メッシュ間隔  $0.025a$

Level4 : 分割数  $120 \times 120$ , メッシュ間隔  $0.050a$

Level3 : 分割数  $60 \times 60$ , メッシュ間隔  $0.100a$

Level2 : 分割数  $30 \times 30$ , メッシュ間隔  $0.200a$

Level1 : 分割数  $15 \times 15$ , メッシュ間隔  $0.400a$

## 2. 4. 4 油膜圧力の解析

油膜圧力の算出には、以下に示すレイノルズ方程式を用いる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\rho h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\rho h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right] = 12u_m \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} \quad (2.20)$$

ここで、 $u_m = (u_r + u_o)/2$  である。

(2.20) 式を無次元化するために、次のように変数をおく。

$$X = x/a \quad Y = y/a \quad P = p/p_h \quad H = hR_x/a^2 \quad \eta^* = \eta/\eta_0 \quad \rho^* = \rho/\rho_0 \\ U = u_m \eta_0 / R_x E' \quad W = F / R_x^2 E' \quad G = \alpha E' \quad (2.21)$$

(2.21) 式を用いて (2.20) 式を無次元化すると次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[ \xi \frac{\partial P}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \xi \frac{\partial P}{\partial Y} \right] = \frac{\partial(\rho^* H)}{\partial X} \quad (2.22)$$

ここで、 $\xi = \rho^* H^3 / (\eta^* \lambda^*)$  ,  $\lambda^* = 12u_m \eta_0 R_x^2 / a^3 p_h$  となる。

(2.22)式を  $X$  方向と  $Y$  方向の格子間隔をそれぞれ  $\Delta X$  ,  $\Delta Y$  として差分化すると、任意の点  $(i, j)$  における無次元レイノルズ方程式は次式となる。

$$\frac{\xi_{i-1/2,j} P_{i-1,j} - (\xi_{i-1/2,j} + \xi_{i+1/2,j}) P_{i,j} + \xi_{i+1/2,j} P_{i+1,j}}{\Delta X^2} + \\ \frac{\xi_{i,j-1/2} P_{i,j-1} - (\xi_{i,j-1/2} + \xi_{i,j+1/2}) P_{i,j} + \xi_{i,j+1/2} P_{i,j+1}}{\Delta Y^2} = \quad (2.23)$$

$$(\bar{\rho} H) = 0$$

ここで、

$$\xi = \rho^*(P_{i,j}) H^3 / (\eta^*(P_{i,j}) \lambda^*) \quad (2.24)$$

$$\xi_{i-1/2,j} = (\xi_{i,j} + \xi_{i-1,j})/2 \quad (2.25)$$

$$\xi_{i+1/2,j} = (\xi_{i,j} + \xi_{i+1,j})/2 \quad (2.26)$$

$$\xi_{i,j-1/2} = (\xi_{i,j} + \xi_{i,j-1})/2 \quad (2.27)$$

$$\xi_{i,j+1/2} = (\xi_{i,j} + \xi_{i,j+1})/2 \quad (2.28)$$

である。

(2.23)式の右辺は、低荷重の場合には(2.28)式が適用できる。

$$(\rho^* H) = \frac{\rho^*_{i+1,j} H_{i+1,j} - \rho^*_{i-1,j} H_{i-1,j}}{2\Delta X} \quad (2.29)$$

しかし EHL 解析においては、高荷重が負荷されるために、(2.29)式を用いると収束しにくい。そこで次式を用いる。

$$(\rho^* H) = \frac{1.5\rho^*_{i,j} H_{i,j} - 2.0\rho^*_{i-1,j} H_{i-1,j} + 0.5\rho^*_{i-2,j} H_{i-2,j}}{\Delta X} \quad (2.30)$$

解析対象の端部においては、次式を用いる。

$$(\rho^* H) = \frac{\rho^*_{i,j} H_{i,j} - \rho^*_{i-1,j} H_{i-1,j}}{\Delta X} \quad (2.31)$$

本研究では、反復法として緩和法を適用し、(2.23)式から油膜圧力  $P$  を得る。通常の緩和法では、 $P_{i,j}$  を以下のように修正する。

$$P_{i,j} - \Omega_{gs} \frac{L_{i,j}}{\partial L_{i,j} / \partial P_{i,j}} \longrightarrow P_{i,j}' \quad (2.32)$$

ここで、 $L_{i,j}$  は、(2.23)式の左辺、 $\Omega_{gs}$  は緩和係数をそれぞれ示す。

上式中の  $L_{i,j}$  に含まれる  $\rho^*$ 、 $\eta^*$ 、 $\xi$ 、 $H_{i,j}$  は、実際には  $P_{i,j}$  の関数であるが  $\partial L_{i,j} / \partial P_{i,j}$  の導出が複雑になるので  $H_{i,j}$  のみ  $P_{i,j}$  の関数として扱うと、 $\partial L_{i,j} / \partial P_{i,j}$  は、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \partial L_{i,j} / \partial P_{i,j} = & \left( \xi_{i-1/2,j} + \xi_{i+1/2,j} \right) / \Delta X^2 + \left( \xi_{i,j-1/2} + \xi_{i,j+1/2} \right) / \Delta Y^2 \\ & - 1.5 \partial H_{i,j} / \partial P_{i,j} + 2.0 \partial H_{i-1,j} / \partial P_{i,j} - 1.5 \partial H_{i-2,j} / \partial P_{i,j} \end{aligned} \quad (2.33)$$

EHL 解析では、弾性変形計算を行なうため、(2.32)式により圧力の修正を行なうと、その影響が近隣の節点の弾性変形量におよび、油膜厚さに影響を与える。

$\xi$  が小さいところでは、圧力に関する非線形性が強いために、それを敏感にうけ、 $\Omega_{gs}$  を相当小さく (0.1 以下) にしても、収束解を得るのは容易ではない。

そこで  $\xi$  が大きい節点では、(2.32)式を用い、 $\xi$  が小さい節点では次式を用いる。

$$P_{i,j} - \Omega_{ja} \left( \delta_{i,j} - (\delta_{i+1,j} + \delta_{i-1,j} + \delta_{i,j+1} + \delta_{i,j-1}) / 4 \right) \longrightarrow P_{i,j}' \quad (2.34)$$

ここで、 $\Omega_{ja}$  は緩和係数である。

$$\begin{aligned} \delta_{i,j} = & \frac{L_{i,j}}{\partial L_{i,j} / \partial P_{i,j} - \left( \partial L_{i,j} / \partial P_{i+1,j} + \partial L_{i,j} / \partial P_{i-1,j} + \partial L_{i,j} / \partial P_{i,j+1} + \partial L_{i,j} / \partial P_{i,j-1} \right) / 4} \\ \delta_{i+1,j} = & \frac{L_{i+1,j}}{\partial L_{i+1,j} / \partial P_{i,j} - \left( \partial L_{i+1,j} / \partial P_{i+1,j} + \partial L_{i+1,j} / \partial P_{i-1,j} + \partial L_{i+1,j} / \partial P_{i,j+1} + \partial L_{i+1,j} / \partial P_{i,j-1} \right) / 4} \end{aligned}$$

$$\delta_{i-1,j} = \frac{L_{i-1,j}}{\partial L_{i-1,j} / \partial P_{i,j} - \left( \partial L_{i-1,j} / \partial P_{i+1,j} + \partial L_{i-1,j} / \partial P_{i-1,j} + \partial L_{i-1,j} / \partial P_{i,j+1} + \partial L_{i-1,j} / \partial P_{i,j-1} \right) / 4}$$

$$\delta_{i,j+1} = \frac{L_{i,j+1}}{\partial L_{i,j+1} / \partial P_{i,j} - \left( \partial L_{i,j+1} / \partial P_{i+1,j} + \partial L_{i,j+1} / \partial P_{i-1,j} + \partial L_{i,j+1} / \partial P_{i,j+1} + \partial L_{i,j+1} / \partial P_{i,j-1} \right) / 4}$$

$$\delta_{i,j-1} = \frac{L_{i,j-1}}{\partial L_{i,j-1} / \partial P_{i,j} - \left( \partial L_{i,j-1} / \partial P_{i+1,j} + \partial L_{i,j-1} / \partial P_{i-1,j} + \partial L_{i,j-1} / \partial P_{i,j+1} + \partial L_{i,j-1} / \partial P_{i,j-1} \right) / 4}$$

(2.34)式では、(2.32)式に比べて、近隣の節点に対する圧力の修正の影響が小さくなる。

以上の方法を用いることにより、 $\Omega_{gs}$  および  $\Omega_{ja}$  に 0.5～1.0 程度の値が使用可能であることから、繰返し計算を少なくし計算時間の短縮を図ることができる。

本研究においては、 $\xi$  の値が 0.3 より小さい場合には(2.32)式を、 $\xi$  の値が 0.3 より大きい場合には(2.34)式を用いた。また緩和係数はそれぞれ  $\Omega_{gs} = 0.4$ 、 $\Omega_{ja} = 0.2$  を用いた。

#### 2. 4. 5 潤滑油の密度および粘性係数の解析

潤滑油の密度の算出に用いた式を、(2.35) 式に示す。

$$\rho^* = \frac{5.9 \times 10^8 + 1.34 p_h P}{5.9 \times 10^8} \quad (2.35)$$

潤滑油の粘性係数の算出に用いた式を、(2.36) 式に示す。

$$\eta^* = \exp \left\{ \left( (\ln \eta_0) + 9.67 \right) \left( -1 + \left( 1 + \frac{p_h}{p_0} P \right)^z \right) \right\} \quad (2.36)$$

ここで、 $\eta_0$  は大気圧下における潤滑油の粘性係数、 $z$  は密度—圧力係数である。

本研究において用いた値を以下に示す。

$$\eta_0 = 0.0411 \text{ [Ns/m}^2\text{]} \quad z = 0.67$$

## 2. 4. 6 油膜厚さの解析

油膜厚さの算出に用いた式を、(2.37) 式に示す.

$$h = h_0 + \frac{x^2}{2R_x} + \frac{y^2}{2R_y} + w \quad (2.37)$$

ここで,  $w$  は転動体表面の弾性変形量と外輪表面の弾性変形量の総和を示す.

(2.37) 式を無次元化するために, 次のように変数をおく.

$$X = x/a \quad Y = y/a \quad H = hR_x/a^2 \quad w^* = wR_x/a^2 \quad (2.38)$$

(2.38) 式を用いて (2.37) 式を無次元化すると次式を得る.

$$H = H_0 + \frac{X^2}{2} + \left( \frac{R_x}{R_y} \right) \frac{Y^2}{2} + w^* \quad (2.39)$$

ここで (2.39) 式中の  $H_0$  は, (2.40) 式に示される Dowson-Hamrock の式を初期値とし, (2.41) 式に示すように修正する.

$$H_0 = 3.63G^{0.49}U^{0.68}W^{-0.073} \left( 1 - e^{-0.70 \left( \frac{R_y}{R_x} \right)^{0.64}} \right) \quad (2.40)$$

$$H_0 - \Omega_{H_0} (wf - wf') \longrightarrow H_0' \quad (2.41)$$

ここで

$$wf = \int_{X_a}^{X_b} \int_{Y_a}^{Y_b} P(X, Y) dXdY = \frac{2}{3} \pi \quad (2.42)$$

$$wf' = \int_{X_a}^{X_b} \int_{Y_a}^{Y_b} P'(X, Y) dXdY \quad (2.43)$$

であり (2.42) 式は作用外力を算出する式であり, (2.43) 式は, (2.32) 式および (2.34) 式より得られる修正された油膜圧力  $P'$  での負荷力を求める式である. また  $\Omega_{H_0}$  は緩和係数であり, 本研究では 0.05 を用いた.



## 2. 5 転動体および外輪の弾性体解析

### 2. 5. 1 転動体表面および外輪表面の弾性変形量

転動体表面および外輪表面の弾性変形量は、弾性理論により得ることができる。  
油膜から加わる力により生じる、転動体表面の弾性変形量 $w_r$ は次式で示される。

$$w_r = \frac{(1-\nu_r^2)}{\pi E_r} \int_{x_a}^{x_b} \int_{y_a}^{y_b} \frac{p(x', y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (2.44)$$

また外輪表面の弾性変形量 $w_o$ は次式で示される。

$$w_o = \frac{(1-\nu_o^2)}{\pi E_o} \int_{x_a}^{x_b} \int_{y_a}^{y_b} \frac{p(x', y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (2.45)$$

ここで、 $x_a, x_b$ は解析領域端部の $x$ 座標、 $y_a, y_b$ は解析領域端部の $y$ 座標、 $E_r, \nu_r$ は転動体のヤング率とポアソン比、 $E_o, \nu_o$ は外輪のヤング率とポアソン比、 $p(x'_i, y'_j)$ は $(x'_i, y'_j)$ に作用する油膜圧力である。(2.37)式中の $w$ は、転動体表面の弾性変形量 $w_r$ と外輪表面の弾性変形量 $w_o$ との総和であるから次式で示される。

$$w = \frac{2}{\pi E^*} \int_{x_a}^{x_b} \int_{y_a}^{y_b} \frac{p(x', y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (2.46)$$

ここで等価ヤング率 $E^* = 2 \left( \frac{(1-\nu_r^2)}{E_r} + \frac{(1-\nu_o^2)}{E_o} \right)^{-1}$ である。

(2.46)式を無次元化するために、次のように変数をおく。

$$X = x/a \quad Y = y/a \quad w^* = w R_x / a^2 \quad P = p / p_h \quad W = F / R_x^2 E^* \quad (2.47)$$

(2.47)式を用いて(2.46)式を無次元化すると次式を得る。

$$w^* = \frac{2}{\pi^2} \int_{X_a}^{X_b} \int_{Y_a}^{Y_b} \frac{P(X', Y') dX' dY'}{\sqrt{(X-X')^2 + (Y-Y')^2}} \quad (2.48)$$

ここで $X_a = x_a/a$  ,  $X_b = x_b/a$  ,  $Y_a = y_a/a$  ,  $Y_b = y_b/a$  である。

(2.48)式で得られた無次元弾性変形量 $w^*$ は、(2.39)式中の $w^*$ である。

## 2. 5. 2 外輪内部の弾性変形量

外輪内部で生じる応力を得るためには、外輪の各節点すべてにおいて弾性変位を得る必要がある。そのためには、外輪表面の任意の節点 $(i, j)$ に作用する単位圧力により外輪の各節点に生じる変位の影響係数を得る必要がある。各節点に生じる変位の影響係数は、単純な算出式等がなく、解析的な取り扱いが困難なこと、および計算の簡略化を図るために、本研究では三次元軸対象 FEM を用いて算出<sup>(8)</sup>する。外輪の各節点の変位は得られた影響係数を重ね合わせるにより算出する。

本研究において、外輪表面は図 2.2 に示されるように正方形領域(一辺の長さ  $\Delta x$ )に分割されるが、三次元軸対称問題として FEM 解析を行なうために、正方形領域の面積と等しい円(円直径  $d = 1.13\Delta x$ )に単位圧力が作用するモデル化を行って計算する。すなわち正方形領域の面積と等しい円に単位荷重を負荷した場合、その円中心からある距離だけ離れた任意の節点  $(i', j')$  における変位を得るものである。

半無限体の条件を満足するために、解析領域として半径方向には荷重作用幅( $= 0.57\Delta x$ )の約 598 倍、軸方向には約 1121 倍の大きな領域を設定した。境界条件は対称軸上の節点は軸方向は自由とし、軸と垂直な方向は固定とした。また、底辺上の節点は軸方向は固定とし、軸と垂直な方向は自由とし、その他の境界は自由境界とした。用いた要素は、定ひずみ長方形リング要素とし、要素総数は 1091076 個、要素総数は 1093217 個とした。FEM で得られた変位は連続的ではないので、多項式(本研究では 6 または 8 次式)で補間することにより、任意の距離における影響係数を算出し、外輪の各節点の変位量を解析した。

### 2. 5. 3 外輪の応力解析

油膜から加わる力により生じる外輪の応力を得るために、弾性理論による解析を行う。

応力の解析には、三次元の有限要素法を用いる。そこで図 2.9(a)に示す通り、外輪を座標分割により六面体に分割した上で、さらに図 2.9(b)に示すように四面体の要素に分割し、それぞれの要素内における応力を解析する。この四面体  $i, j, m, p$  上にある節点の変位状態は、各座標  $x, y, z$  方向の三つの無次元変位成分  $u, v, w$  によって定義する。

仮定により四面体要素の変位は、次式で示される。

$$\begin{aligned} u &= \alpha_1 + \alpha_2 X + \alpha_3 Y + \alpha_4 Z \\ v &= \beta_1 + \beta_2 X + \beta_3 Y + \beta_4 Z \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$w = \gamma_1 + \gamma_2 X + \gamma_3 Y + \gamma_4 Z$$

(2.49) 式に四面体の節点座標を代入すると、(2.50) 式を得る。

$$\begin{aligned} u_i &= \alpha_1 + \alpha_2 X_i + \alpha_3 Y_i + \alpha_4 Z_i \\ u_j &= \alpha_1 + \alpha_2 X_j + \alpha_3 Y_j + \alpha_4 Z_j \\ u_m &= \alpha_1 + \alpha_2 X_m + \alpha_3 Y_m + \alpha_4 Z_m \\ u_p &= \alpha_1 + \alpha_2 X_p + \alpha_3 Y_p + \alpha_4 Z_p \\ v_i &= \beta_1 + \beta_2 X_i + \beta_3 Y_i + \beta_4 Z_i \\ v_j &= \beta_1 + \beta_2 X_j + \beta_3 Y_j + \beta_4 Z_j \\ v_m &= \beta_1 + \beta_2 X_m + \beta_3 Y_m + \beta_4 Z_m \\ v_p &= \beta_1 + \beta_2 X_p + \beta_3 Y_p + \beta_4 Z_p \\ w_i &= \gamma_1 + \gamma_2 X_i + \gamma_3 Y_i + \gamma_4 Z_i \\ w_j &= \gamma_1 + \gamma_2 X_j + \gamma_3 Y_j + \gamma_4 Z_j \\ w_m &= \gamma_1 + \gamma_2 X_m + \gamma_3 Y_m + \gamma_4 Z_m \\ w_p &= \gamma_1 + \gamma_2 X_p + \gamma_3 Y_p + \gamma_4 Z_p \end{aligned} \quad (2.50)$$

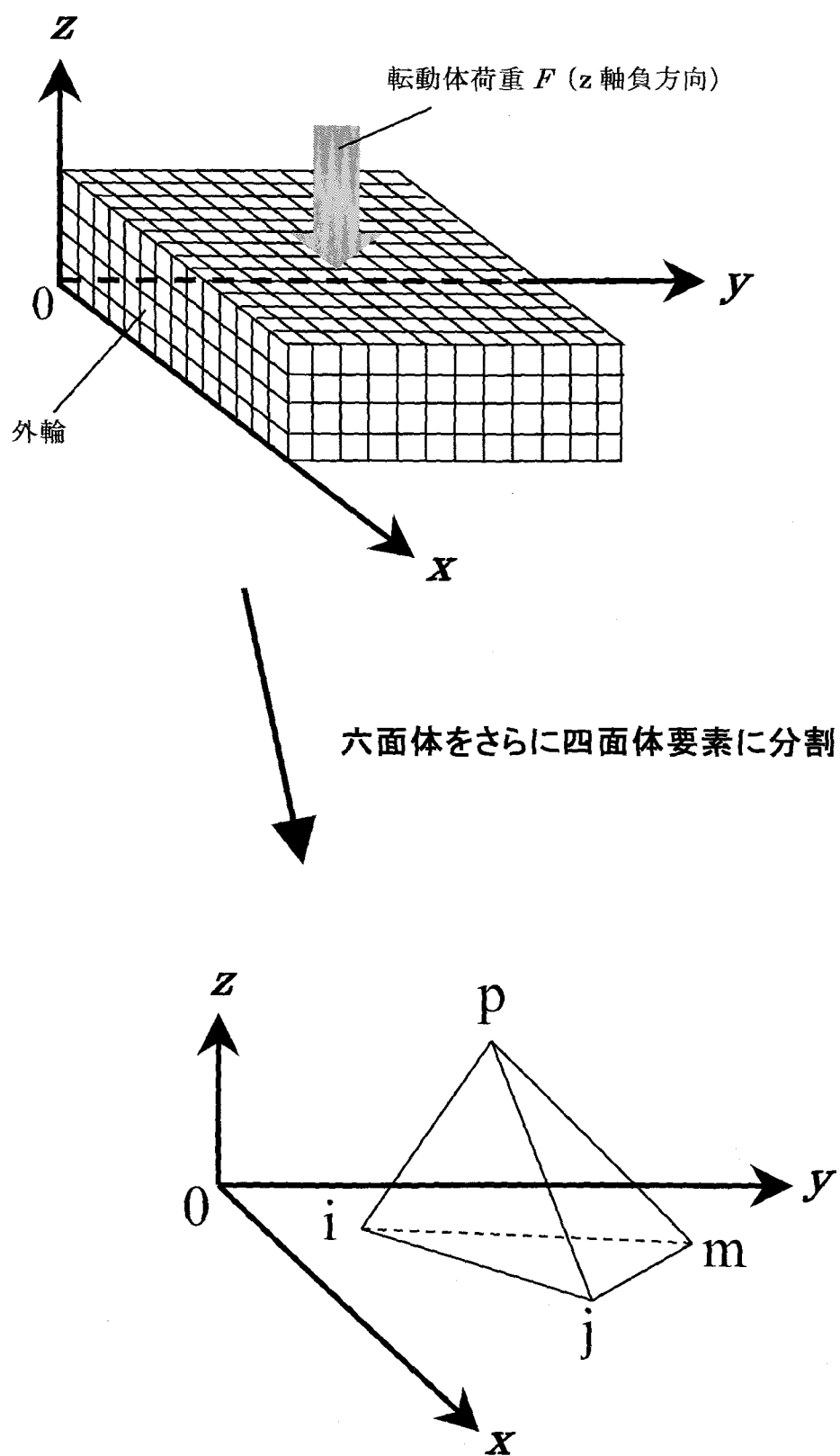


図 2.9 (a) 外輪の応力解析における要素分割

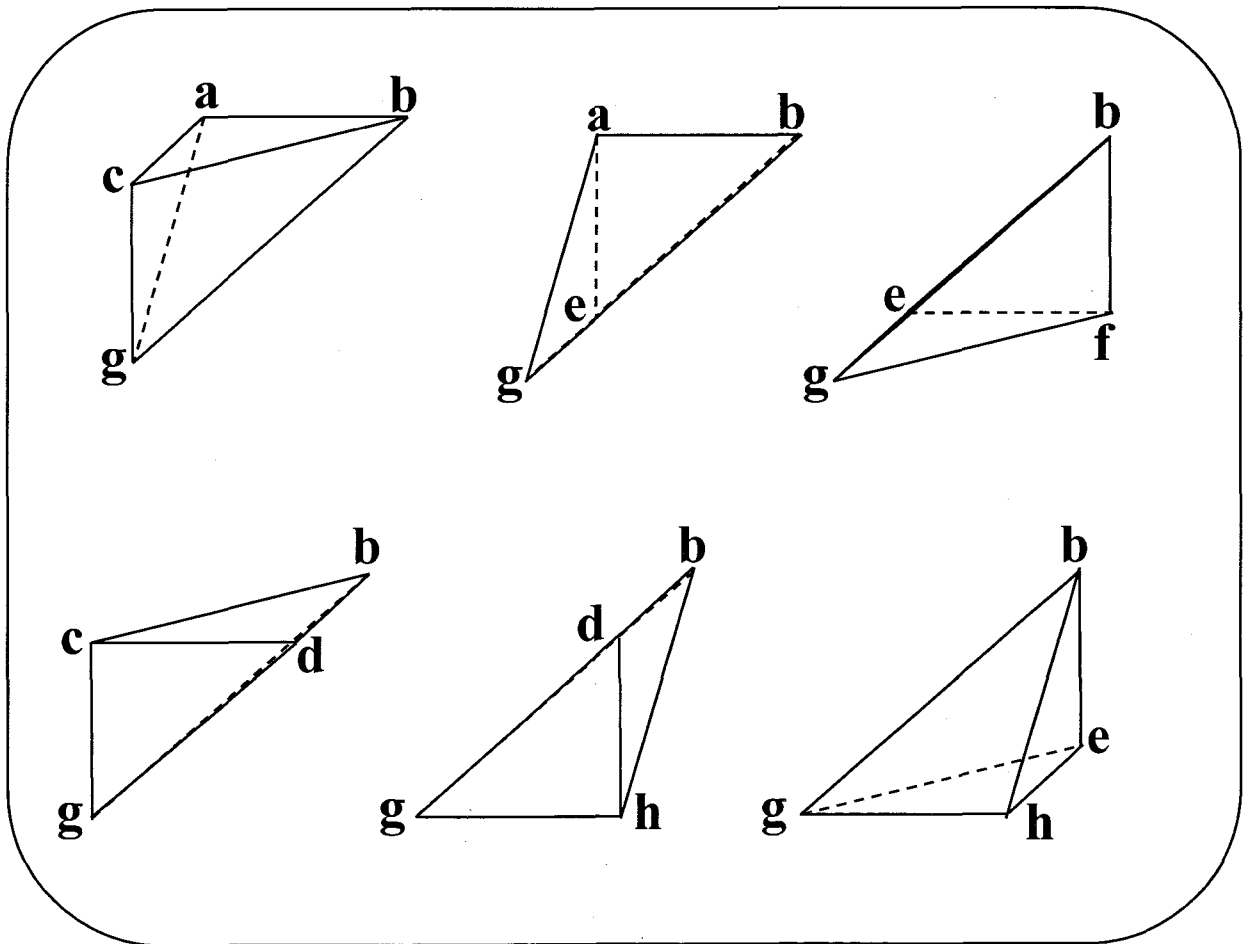
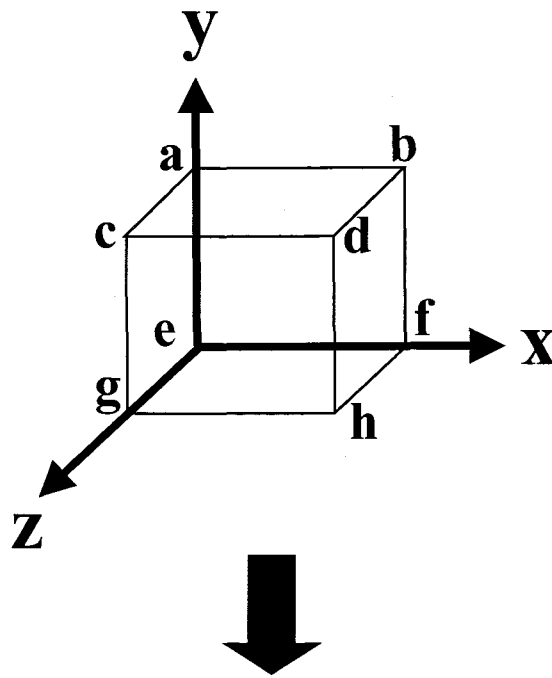


図 2.9 (b) 外輪の応力解析における要素分割

(2.50) 式から  $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$  ( $i=1, 4$ ) を求めると, (2.51) 式を得る。

$$\begin{aligned}
\alpha_2 &= \frac{1}{6V}(b_i u_i + b_j u_j + b_m u_m + b_p u_p) \\
\alpha_3 &= \frac{1}{6V}(c_i u_i + c_j u_j + c_m u_m + c_p u_p) \\
\alpha_4 &= \frac{1}{6V}(d_i u_i + d_j u_j + d_m u_m + d_p u_p) \\
\beta_2 &= \frac{1}{6V}(b_i v_i + b_j v_j + b_m v_m + b_p v_p) \\
\beta_3 &= \frac{1}{6V}(c_i v_i + c_j v_j + c_m v_m + c_p v_p) \\
\beta_4 &= \frac{1}{6V}(d_i v_i + d_j v_j + d_m v_m + d_p v_p) \\
\gamma_2 &= \frac{1}{6V}(b_i w_i + b_j w_j + b_m w_m + b_p w_p) \\
\gamma_3 &= \frac{1}{6V}(c_i w_i + c_j w_j + c_m w_m + c_p w_p) \\
\gamma_4 &= \frac{1}{6V}(d_i w_i + d_j w_j + d_m w_m + d_p w_p)
\end{aligned} \tag{2.51}$$

(2.51) 式中の各項は, 行列式で表すと (2.52) 式のように示される。

$$\begin{aligned}
b_i &= -\det \begin{vmatrix} 1 & Y_j & Z_j \\ 1 & Y_m & Z_m \\ 1 & Y_p & Z_p \end{vmatrix} & b_j &= \det \begin{vmatrix} 1 & Y_i & Z_i \\ 1 & Y_m & Z_m \\ 1 & Y_p & Z_p \end{vmatrix} \\
b_m &= -\det \begin{vmatrix} 1 & Y_i & Z_i \\ 1 & Y_j & Z_j \\ 1 & Y_p & Z_p \end{vmatrix} & b_p &= \det \begin{vmatrix} 1 & Y_i & Z_i \\ 1 & Y_j & Z_j \\ 1 & Y_m & Z_m \end{vmatrix} \\
c_i &= \det \begin{vmatrix} 1 & X_j & Z_j \\ 1 & X_m & Z_m \\ 1 & X_p & Z_p \end{vmatrix} & c_j &= -\det \begin{vmatrix} 1 & X_i & Z_i \\ 1 & X_m & Z_m \\ 1 & X_p & Z_p \end{vmatrix} \\
c_m &= \det \begin{vmatrix} 1 & X_i & Z_i \\ 1 & X_j & Z_j \\ 1 & X_p & Z_p \end{vmatrix} & c_p &= -\det \begin{vmatrix} 1 & X_i & Z_i \\ 1 & X_j & Z_j \\ 1 & X_m & Z_m \end{vmatrix} \\
d_i &= -\det \begin{vmatrix} 1 & X_j & Y_j \\ 1 & X_m & Y_m \\ 1 & X_p & Y_p \end{vmatrix} & d_j &= \det \begin{vmatrix} 1 & X_i & Y_i \\ 1 & X_m & Y_m \\ 1 & X_p & Y_p \end{vmatrix}
\end{aligned} \tag{2.52}$$

$$d_m = -\det \begin{vmatrix} 1 & X_i & Y_i \\ 1 & X_j & Y_j \\ 1 & X_p & Y_p \end{vmatrix} \quad d_p = \det \begin{vmatrix} 1 & X_i & Y_i \\ 1 & X_j & Y_j \\ 1 & X_m & Y_m \end{vmatrix}$$

$$6V = \begin{vmatrix} 1 & X_i & Y_i & Z_i \\ 1 & X_j & Y_j & Z_j \\ 1 & X_m & Y_m & Z_m \\ 1 & X_p & Y_p & Z_p \end{vmatrix}$$

弾性理論により，三次元解析に必要な六つのひずみ成分の算出式は（2.53）式のよ  
うに示される．

$$\{\varepsilon\} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_X \\ \varepsilon_Y \\ \varepsilon_Z \\ \tau_{XY} \\ \tau_{YZ} \\ \tau_{ZX} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial u}{\partial X} \\ \frac{\partial v}{\partial Y} \\ \frac{\partial w}{\partial Z} \\ \frac{\partial v}{\partial X} + \frac{\partial u}{\partial Y} \\ \frac{\partial X}{\partial w} + \frac{\partial Y}{\partial v} \\ \frac{\partial Y}{\partial Z} + \frac{\partial Z}{\partial Y} \\ \frac{\partial u}{\partial Z} + \frac{\partial w}{\partial X} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \alpha_2 \\ \beta_3 \\ \gamma_4 \\ \beta_2 + \alpha_3 \\ \gamma_3 + \beta_4 \\ \alpha_4 + \gamma_2 \end{Bmatrix} \quad (2.53)$$

（2.51）式中の各  $\alpha$ ， $\beta$ ， $\gamma$  を（2.53）式に代入し，マトリクス表示をすると（2.54）  
式を得る．

$$\{\varepsilon\} = \frac{1}{6V} \begin{vmatrix} b_i & b_j & b_m & b_p & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_i & c_j & c_m & c_p & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_i & d_j & d_m & d_p \\ c_i & c_j & c_m & c_p & b_i & b_j & b_m & b_p & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_i & d_j & d_m & d_p & c_i & c_j & c_m & c_p \\ d_i & d_j & d_m & d_p & 0 & 0 & 0 & 0 & b_i & b_j & b_m & b_p \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} u_i \\ u_j \\ u_m \\ u_p \\ v_i \\ v_j \\ v_m \\ v_p \\ w_i \\ w_j \\ w_m \\ w_p \end{Bmatrix} \\ = [B]\{u\} \quad (2.54)$$

応力とひずみの関係式は (2.55) 式のように示される.

$$\begin{aligned}
 \{\sigma\} &= \begin{Bmatrix} \sigma_X \\ \sigma_Y \\ \sigma_Z \\ \tau_{XY} \\ \tau_{YZ} \\ \tau_{ZX} \end{Bmatrix} \\
 &= \frac{E_e(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1 & \frac{\nu}{1-\nu} & \frac{\nu}{1-\nu} & 0 & 0 & 0 \\ & 1 & \frac{\nu}{1-\nu} & 0 & 0 & 0 \\ & & 1 & 0 & 0 & 0 \\ (sym.) & & & \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} & 0 \\ & & & & & \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_X \\ \varepsilon_Y \\ \varepsilon_Z \\ \tau_{XY} \\ \tau_{YZ} \\ \tau_{ZX} \end{Bmatrix} \\
 &= [D]\{\varepsilon\} = [D][B]\{u\} \tag{2.55}
 \end{aligned}$$

(2.54)式の  $u, v, w$  に, 四面体要素を構成する各節点  $i, j, m, p$  それぞれの  $x$  方向変位,  $y$  方向変位,  $z$  方向変位を代入し, (2.55)式より四面体要素内の応力を得る.



## 2. 6 転がり軸受の寿命予測

本研究では、転がり軸受の寿命を予測する手法を提案することを目的の一つとしている。本節では、本研究にて提案する転がり軸受の寿命予測法について述べる。

2.1 節で述べたように、転がり軸受では、外輪最下部の潤滑面に一番多く、最大荷重を繰返し受けるので転がり疲れ寿命に達すると考える。

転がり軸受が運転することにより外輪内部で生じる応力には、主応力、せん断応力および最大せん断応力がある。軸受鋼のような延性材料は、材料内部に生じる最大せん断応力が、材料のある限界値を超えたときに破壊が生じると言われている<sup>(9)</sup>。従って、転がり軸受の寿命を予測する場合、最大せん断応力の最大値を求め、ねじり疲労試験により得られるせん断応力と破壊するまでの繰返し数を示す線図 (S-N 線図) から軸受寿命を予測するのが妥当だと考える。しかし、本研究では軸受鋼のねじり疲労試験における S-N 線図が得られなかった。そこで得ることができた回転曲げ疲労試験における S-N 線図と、外輪内部で生じる主応力の最大値から軸受寿命を得る。

## 2. 7 解析方法の検証

この節では、本研究で用いた解析方法の信頼性を検証する。

本研究では、外輪の弾性変形量を算出する際に三次元軸対称 FEM を用いた影響係数算出法<sup>(8)</sup>を用いた。この手法により得た影響係数の解析値と理論値を比較する。

外輪表面の任意の点 $(x', y')$ を図心とする正方形領域(一辺の長さ $\Delta X$ )に単位荷重が負荷された場合、外輪表面の任意の点 $(x, y)$ に生じる変位の影響係数 $D_{i,j}$ は次式で示される。

$$D_{i,j} = \frac{(1-\nu_o^2)}{\pi E_o} \int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} \int_{y-\Delta y/2}^{y+\Delta y/2} \frac{dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (2.56)$$

外輪のヤング率 $E_o$ を200[GPa]、ポアソン比 $\nu_o$ を0.3とし、 $\Delta X=2.00[\text{mm}]$ の正方形領域に単位荷重を負荷した場合、(2.56)式から得られる理論値と、直径1.13[mm]の円に単位荷重が負荷した場合、三次元軸対称 FEM より得られた数値解析の結果(解析値)を比較する。その結果を図2.11に示す。

図2.11より、FEMによる解析値と(2.56)式より得られる理論値は良く一致していることがわかる。ただし、荷重端付近において両者の間に差異がみられる。これは正方形の荷重作用域を、軸対称問題として解析するために円形領域で近似したことによる誤差であるが、この付近の影響係数の値は、外輪の弾性変形量を算出する際には利用しないため、無視できる。

次に、応力の解析結果について三次元有限要素法を用いて得た解析値と理論値を比較する。ヘルツ接触をしている場合、応力状態の理論値は(2.12)式から(2.19)式に示される。この理論値と三次元有限要素法を用いて得た解析値の結果を比較する。その結果を図2.12から図2.15に示す。

図2.12は、表面上における $\sigma_x$ の応力状態を示したものである。図2.13は、表面上における $\sigma_y$ の応力状態を示したものである。図2.14は、表面上における $\sigma_z$ の応力状態を示したものである。図2.15は、ヘルツ接触中心の深さ方向( $z$ 軸方向)の応力状態を示したものである。

これらの図より、解析値と理論値はほぼ一致していることがわかる。ただし、表面上における各応力の最大値付近において最大で約3%の誤差がみられる。本研究において、三次元有限要素法を用いて応力を算出するが、その際に得られる応力は各分割要素内の応力である。理論値は表面の応力を示しているのに対し、解析値は厳密には表面に一番近い要素内の応力となる。そのため、このような差異が生じたと考えられ、要素分割数を限りなく増やすことにより、このような差異は小さくなるものと考えられる。

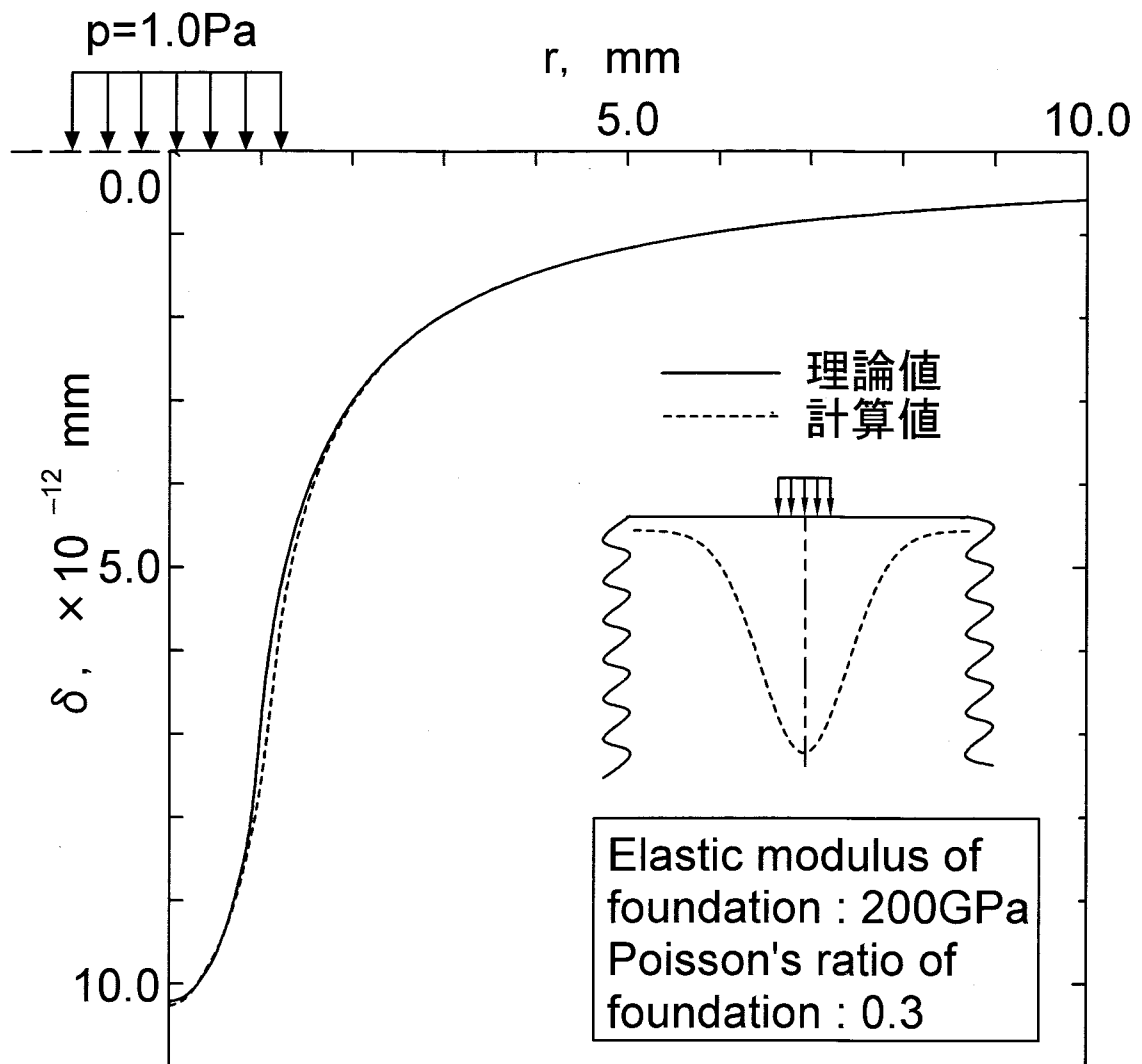


図 2.11 影響係数の理論値と解析値の比較結果

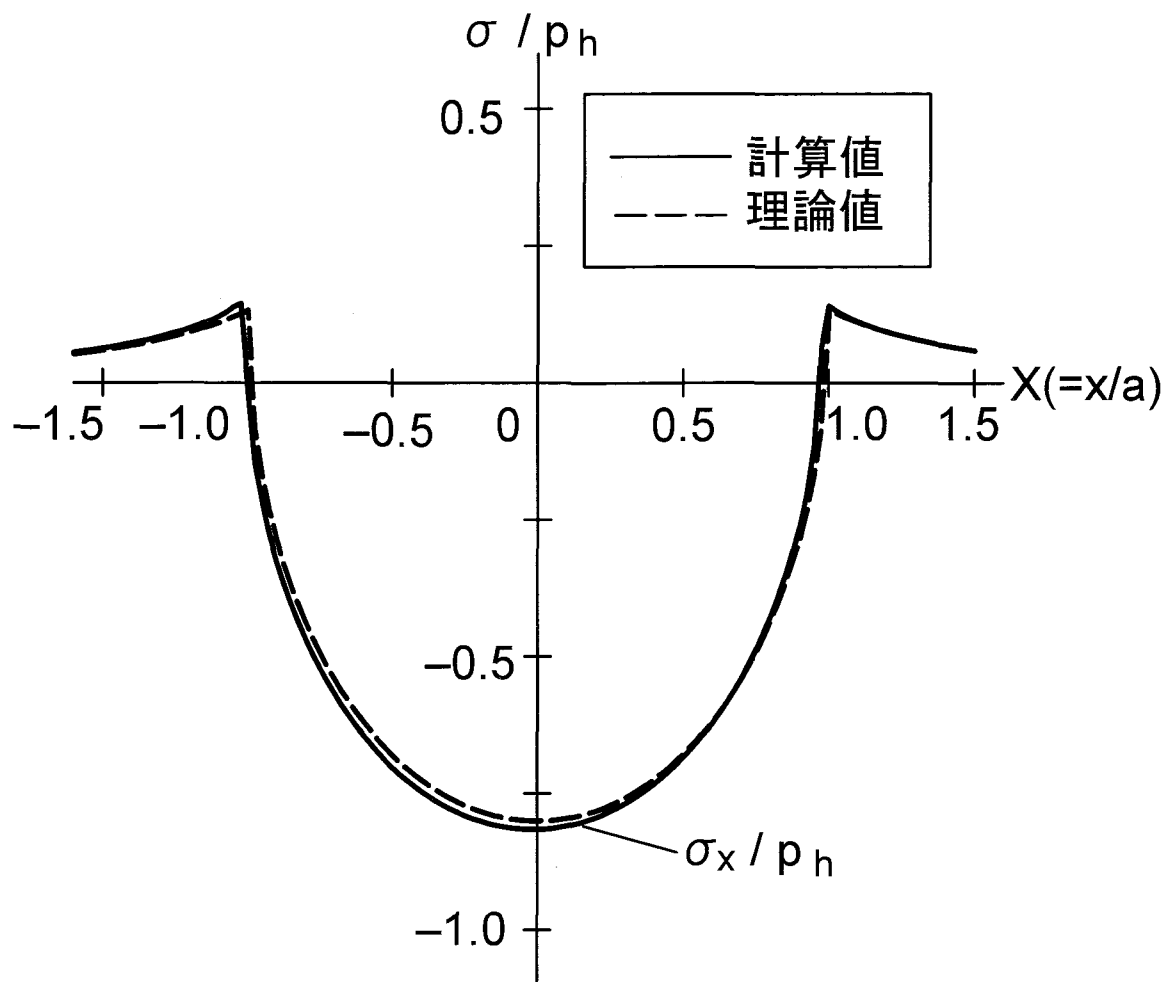


図 2.12 表面上における  $\sigma_x$  の理論値と解析値の比較結果

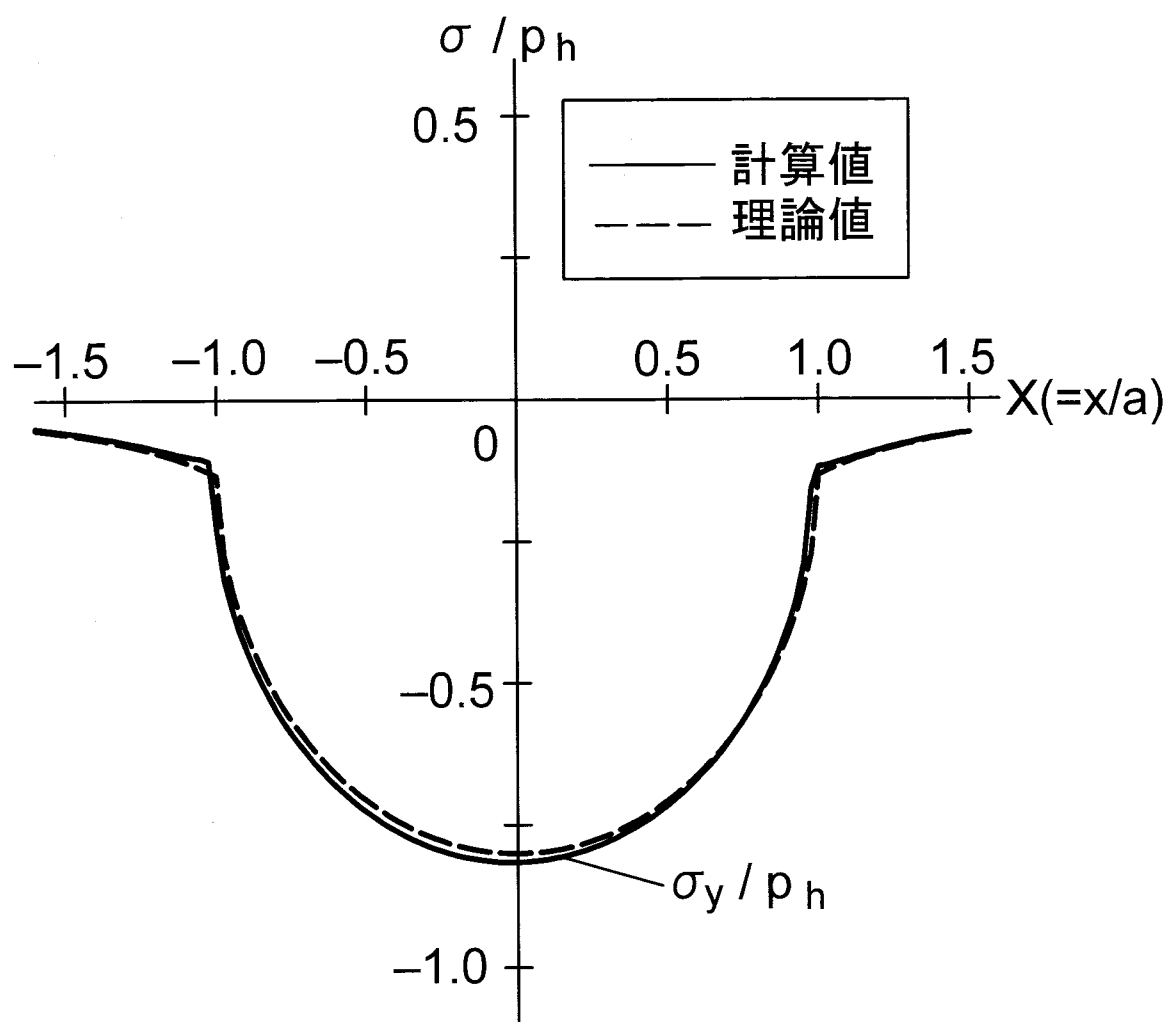


図 2.13 表面上における  $\sigma_y$  の理論値と解析値の比較結果

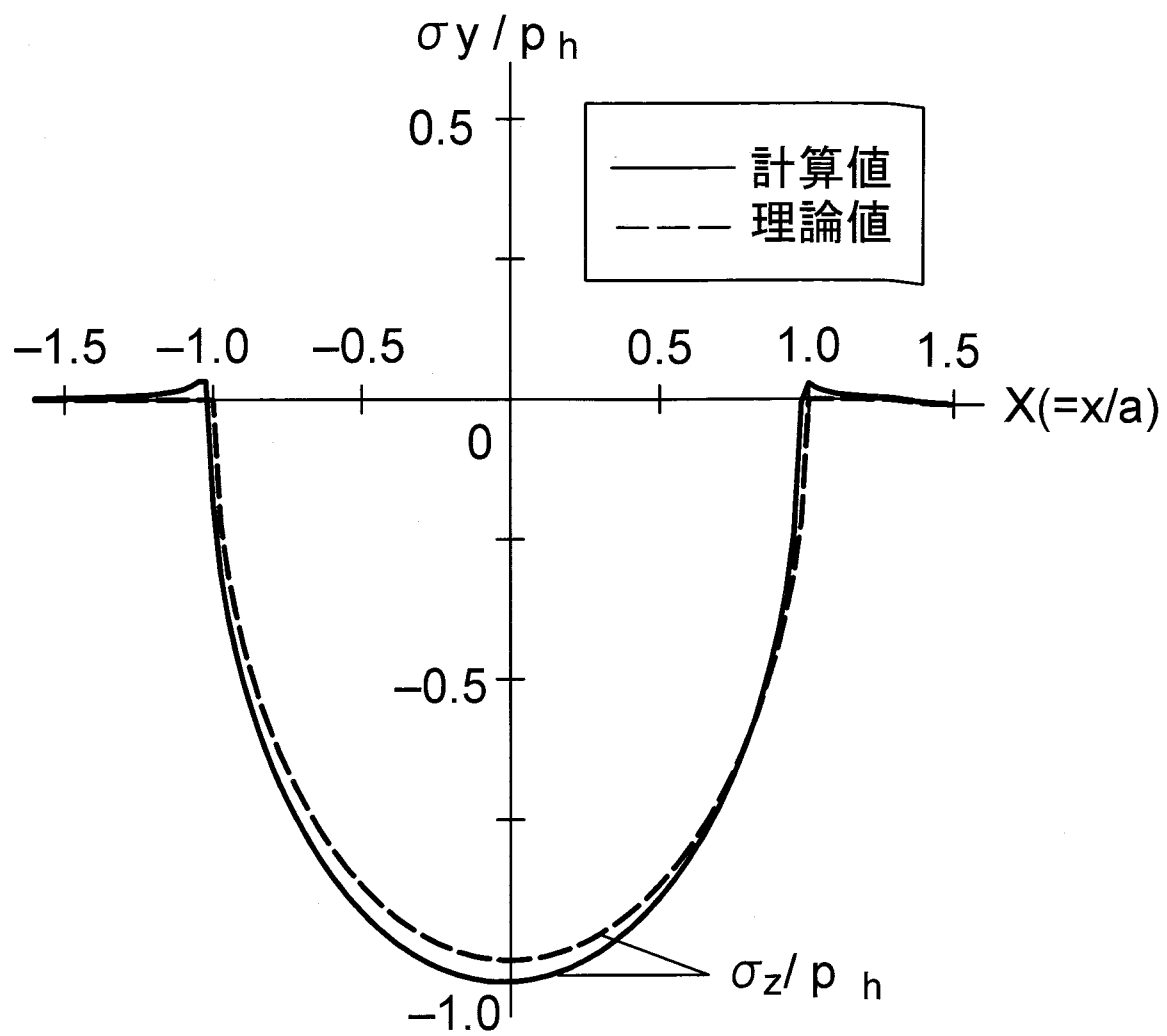


図 2.14 表面上における  $\sigma_z$  の理論値と解析値の比較結果

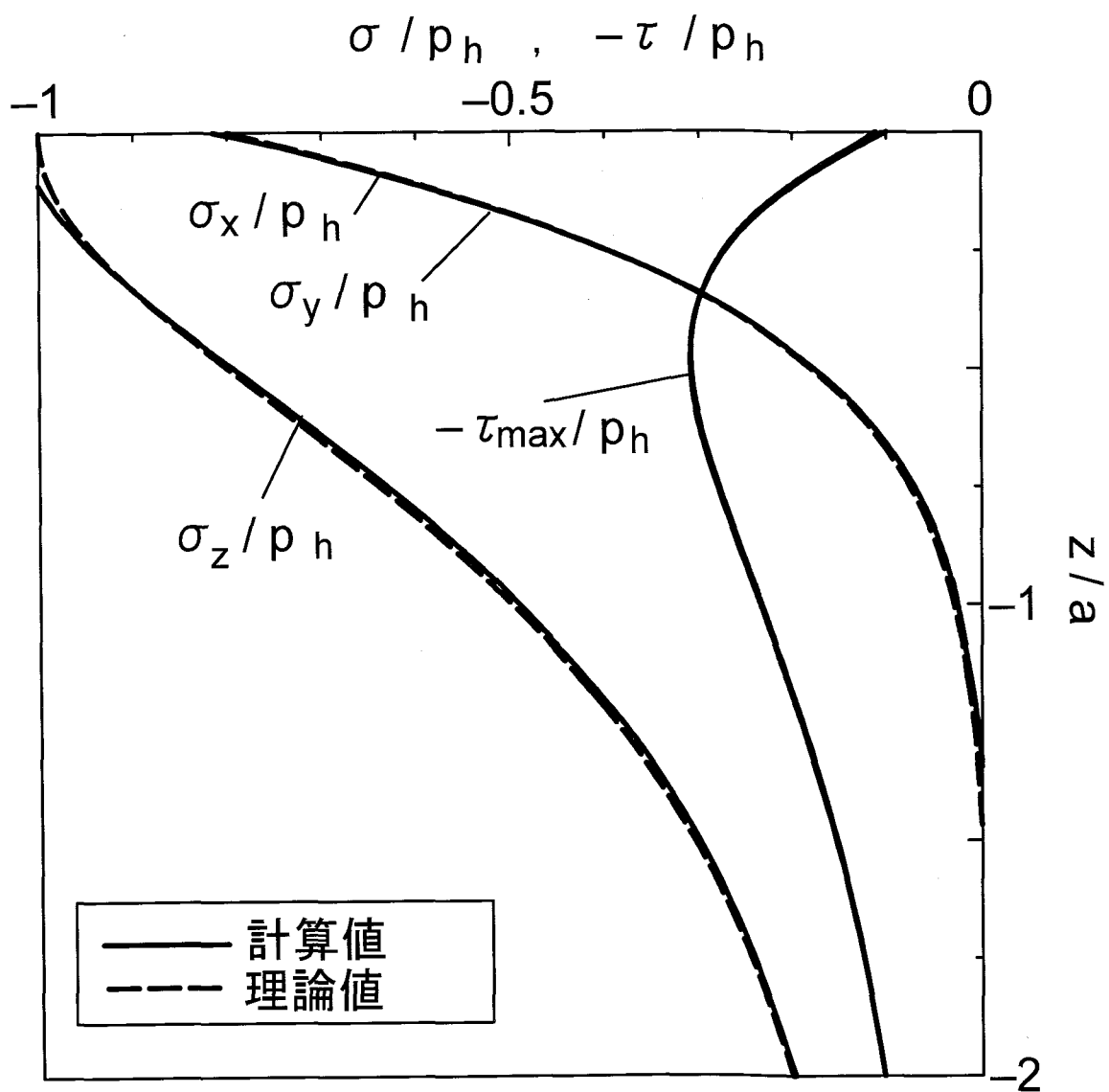


図 2.15 深さ方向における各応力の理論値と解析値の比較結果

## 2. 8 計算条件

転動体と外輪との間にある潤滑部の状態は多様である．想定されうる様々な条件下での計算を行うために，表 2.1 に示す計算条件で行う．

実際の外輪には， $x$  方向（転動体の転がりすべり方向）にも曲率を有しているが， $y$  方向の曲率に比べると非常に小さいことから，本研究においては無視して解析を行った．

表 2.1 計算条件

軸受材料	SUJ 2
転動体のヤング率 $E_r$ [Gpa]	200
外輪のヤング率 $E_0$ [Gpa]	200
転動体のポアソン比 $\nu_r$	0.3
外輪のポアソン比 $\nu_0$	0.3
転動体の直径 $D_r$ [mm]	22.225
転動体の回転速度 $u_r$ [m/s]	0.16~1.60
転動体荷重 $F$ [N]	10~60
外輪の曲率半径 $r_o$ [mm]	$x$ 方向 : $\infty$ $y$ 方向 : $16.7 \sim \infty$ ( $k=1.0 \sim 2.0$ )
無次元荷重パラメータ $W$	$0.37 \times 10^{-6} \sim 2.21 \times 10^{-6}$
無次元荷重速度 $U$	4835
無次元荷重材料パラメータ $G$	$1.31 \times 10^{-12} \sim 1.31 \times 10^{-11}$



## 参考文献

- (1) B.J.Hamrock・S.R.Schmid・B.O.Jacobson : Fundamentals of Fluid Film Lubrication -Second Edition-, (2004), Marcel Dekker,Inc
- (2) Hertz.H:The Contact of Elastic Solids, J.Reine Angew. Math., Vol.92, (1881), 156-171
- (3) 山下龍城 : 実用・マルチグリッド法によるEHD解析一点接触への応用―, トライボロジスト, 42-8, (1997), 647-652
- (4) 棗田伸一:マルチグリッド法によるEHL解析, トライボロジスト, 39-11, (1994), 951-956
- (5) A.A.Lubrecht : Ph.D.Thesis, Univ.Twente, (1987)
- (6) C.H.Venner : Ph.D.Thesis, Univ.Twente, (1991)
- (7) C.H.Venner・A.A.Lubrecht : MULTILEVEL METHODS IN LUBRICATION, (2000), Elsevier
- (8) 元田智弘・志摩政幸・佐々木信也 : 球の押込みによる耐磨耗被膜のヤング率計測システムの構築, トライボロジスト, 48-6, (2003), 503-510
- (9) 井澤實 : 「増補版 機械要素の設計解析」 山海堂
- (10) 藤野俊和・岩本勝美・田中健太郎 : 転がり軸受の寿命予測, (社) 日本トライボロジー会議予稿集 (東京 2005), 41
- (11) 古屋野弥・岩本勝美・田中健太郎,・志摩政幸 : トライボロジー会議予稿集 (鳥取 2004-11) 179
- (12) 岩本勝美・志摩政幸・佐藤準一 : トライボロジー会議予稿集 (名古屋 1993-11) 699
- (13) 岩本勝美・志摩政幸・佐藤準一 : トライボロジー会議予稿集 (東京 1994-5) 151
- (14) 岩本勝美・志摩政幸・佐藤準一 : トライボロジー会議予稿集 (金沢 1994-10) 523

## 第 3 章 解析結果と考察

### 3. 1 転動体荷重の影響

本節では、無次元速度パラメータ  $U$ 、無次元材料パラメータ  $G$  および外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を一定とし、無次元荷重パラメータ  $W$  を変化させた場合についての解析結果および考察を述べる。

図 3.1 から図 3.20 で用いた無次元速度パラメータ  $U$ 、無次元材料パラメータ  $G$  および楕円パラメータ  $k$  の値は以下の通りである。

$$U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0$$

ここで、図 3.1 から図 3.20 中の  $(x, y)=(0, 0)$  および  $(X, Y)=(0, 0)$  は、ヘルツ接触域中心を示す。また  $\Delta H$ ,  $\Delta \sigma$ ,  $\Delta \tau$  は、等値線の間隔を示す。

#### 3. 1. 1 油膜圧力および油膜厚さの分布

ここでは、荷重を変化させた場合に転動体と外輪との間にある潤滑油膜内に発生する油膜圧力および油膜厚さについての解析結果を示し、考察を行う。

図 3.1(a), (b) は、 $W=7.368 \times 10^{-7}$  の条件下での無次元油膜圧力および無次元油膜厚さの等値線を示す。

油膜圧力は、ヘルツ接触している際の接触圧力の分布に似ており、接触域出口側付近に突起した部分（圧力スパイク）が生じていることがわかる。また油膜厚さは、接触域出口側付近に油膜のくびれが円弧状に形成された形状であることがわかる。この形状は馬蹄形油膜と呼ばれている。上述の現象は EHL の特徴であり、そのメカニズムについて考察を行うと、以下のように説明できる。

昇圧域での油膜の圧力はすきまが狭くなるに従って上昇するが、その圧力により生じる弾性変形は圧力上昇を緩和させるように変形する。そのためある平衡圧力に達すると、くさび作用が生じない平行なすきま形状となり、油膜圧力はヘルツ圧力分布に近くなる。出口付近では大気圧への解放により平行部の弾性変形が小さくなり「くさび」を形成するために、そこで再び圧力上昇が起こる。しかし、その圧力上昇により弾性変形が生じるために、圧力上昇は緩和され、あるピーク値をもって減少しやがて大気圧となる。この圧力の急激な変化が圧力スパイクである<sup>(1)</sup>。

図 3.2(a), (b) は、 $W=1.474 \times 10^{-6}$  の条件下での無次元油膜圧力および無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.3(a), (b) は、 $W=2.211 \times 10^{-6}$  の条件下での無次元油膜圧力および無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.4(a), (b), (c) は、ヘルツ接触中心を通る、 $x$  方向（転がりすべり方向）中心線上の油膜圧力、油膜厚さおよび接触域付近の油膜厚さの拡大図を示す。

図 3.5(a), (b), (c) は、ヘルツ接触中心を通る、 $y$  方向中心線上の油膜圧力、油膜厚さおよび接触域付近の油膜厚さの拡大図を示す。

荷重  $W$  が大きくなると  $x$  方向および  $y$  方向ともに接触域が広がり、油膜圧力が発生する領域は広くなり、油膜圧力の最大値は大きくなることがわかる。また荷重  $W$  が大きくなると、圧力スパイクが小さくなり、よりヘルツ接触している際の接触圧力に似た分布となることがわかる。

荷重 $W$ が大きくなると、油膜厚さの平行部領域は広くなり、平行部領域の油膜厚さは小さくなることがわかる。またころがり方向からみて両サイドに最小油膜を形成するような分布となることがわかる。

図 3.6 は、荷重を変化させた場合における最小油膜厚さを、(2.40)式に示される Dowson-Hamrock の最小油膜厚さ算出式より得た値と本研究により算出した値で示したものである。荷重が大きくなると最小油膜厚さは小さくなり、固体表面が接触する可能性が高く厳しい状況となることがわかる。Dowson-Hamrock の最小油膜厚さ算出式より得た値と本研究により算出した値を比較すると差異が見られる。この差異は、油膜の解析をする際に要素分割をできる限り細かくすることにより小さくなると考えられる。

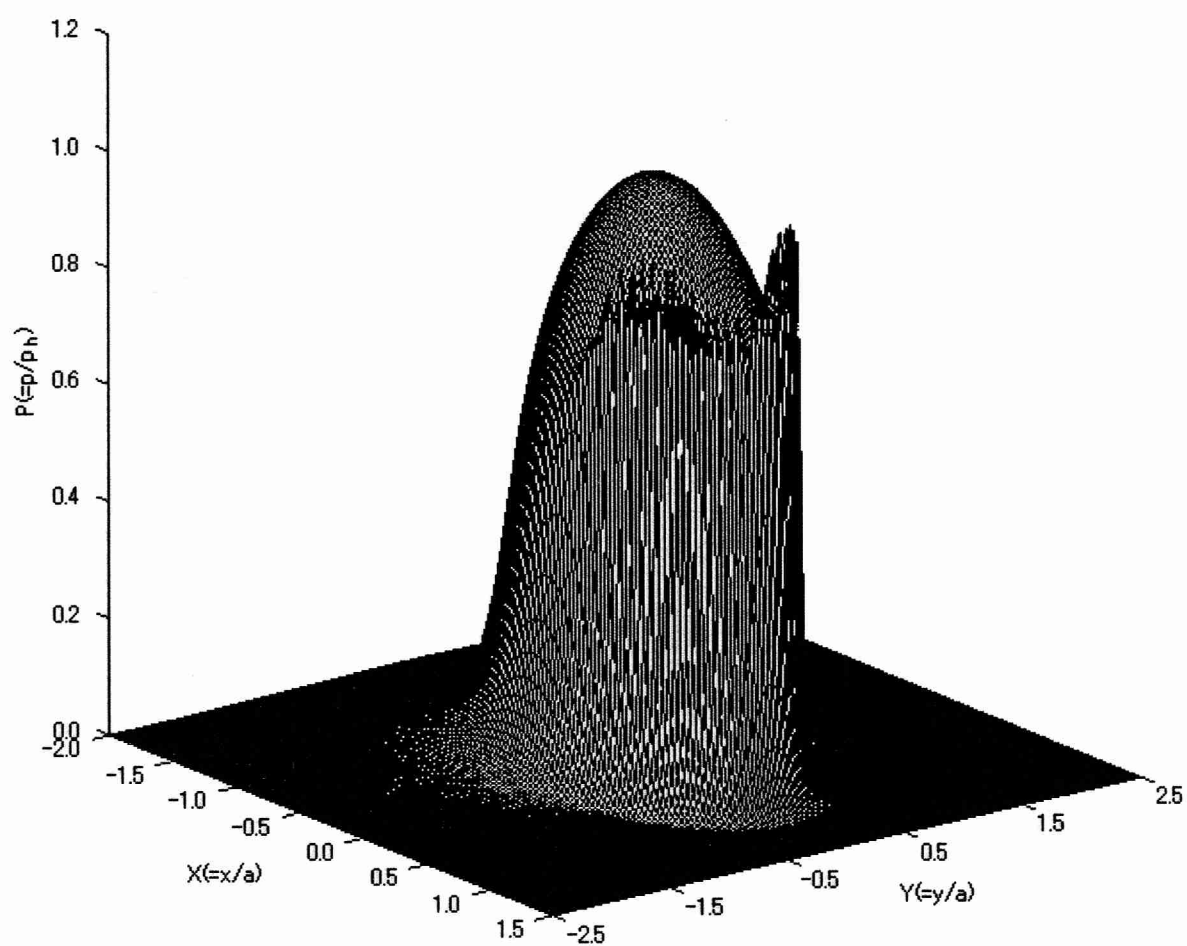


図 3.1(a) 油膜圧力の分布  
 $(W=7.368 \times 10^{-7}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0 (a=114.90[\mu\text{m}], p_h=0.72[\text{GPa}]))$

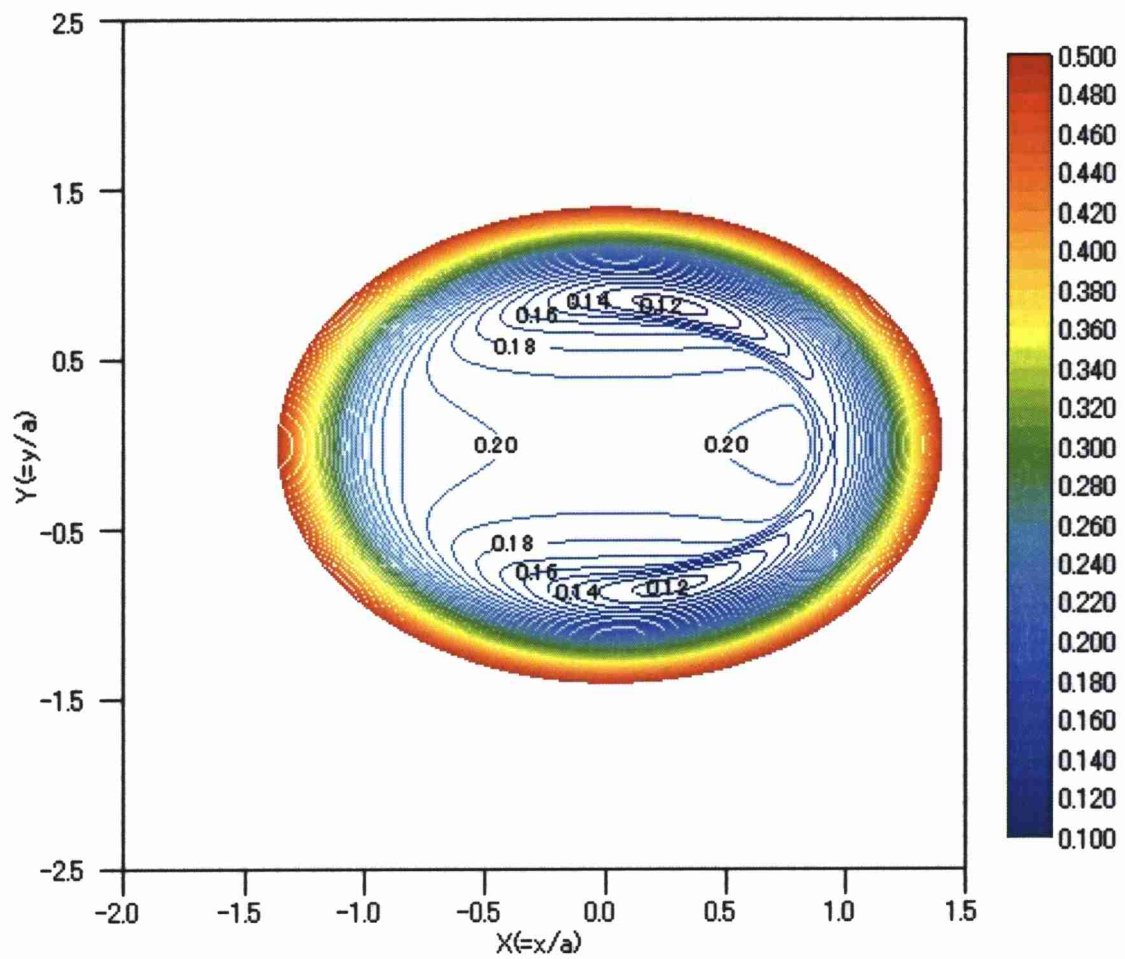


図 3.1(b) 油膜厚さの分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ )

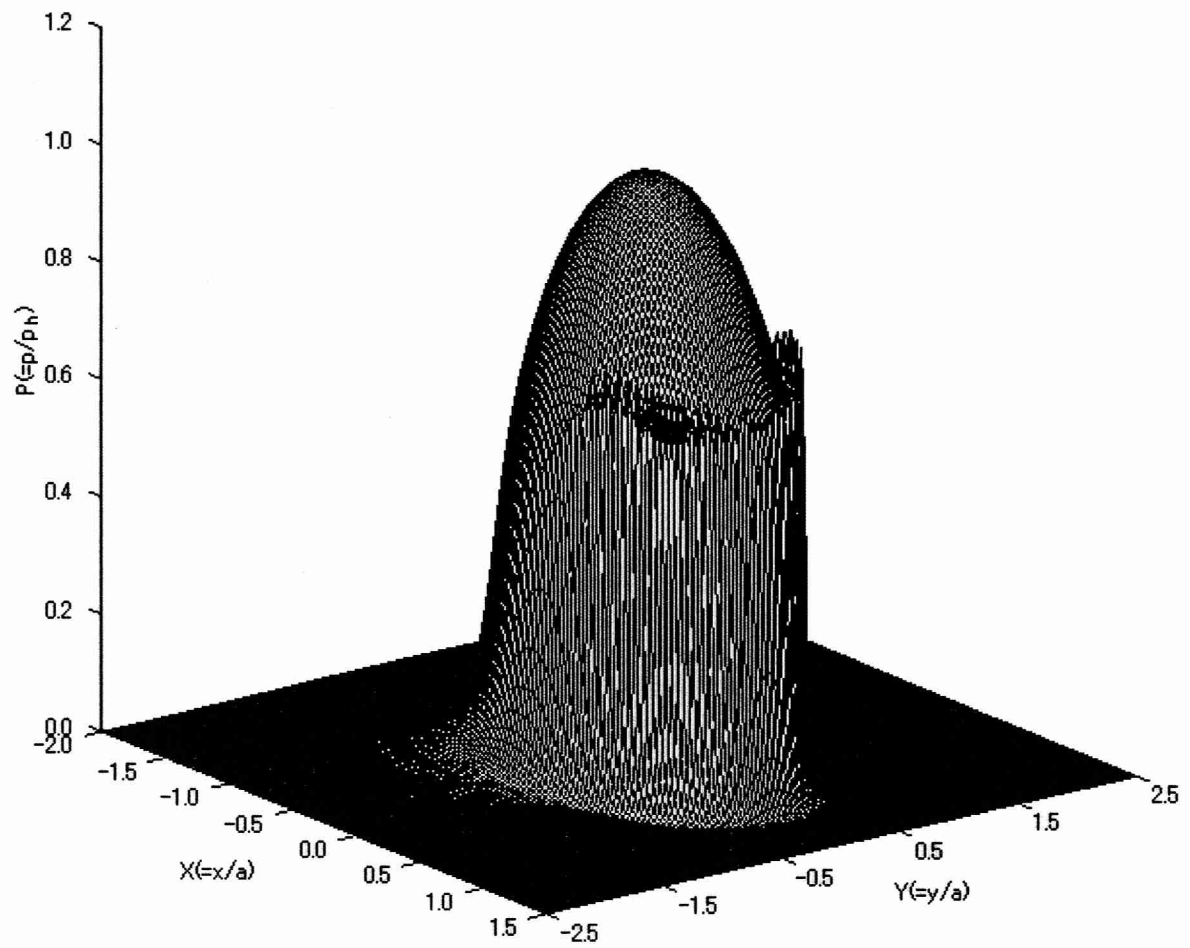


図 3.2(a) 油膜圧力の分布

( $W=1.474 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  ( $a=144.77[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.91[\text{GPa}]$ ))

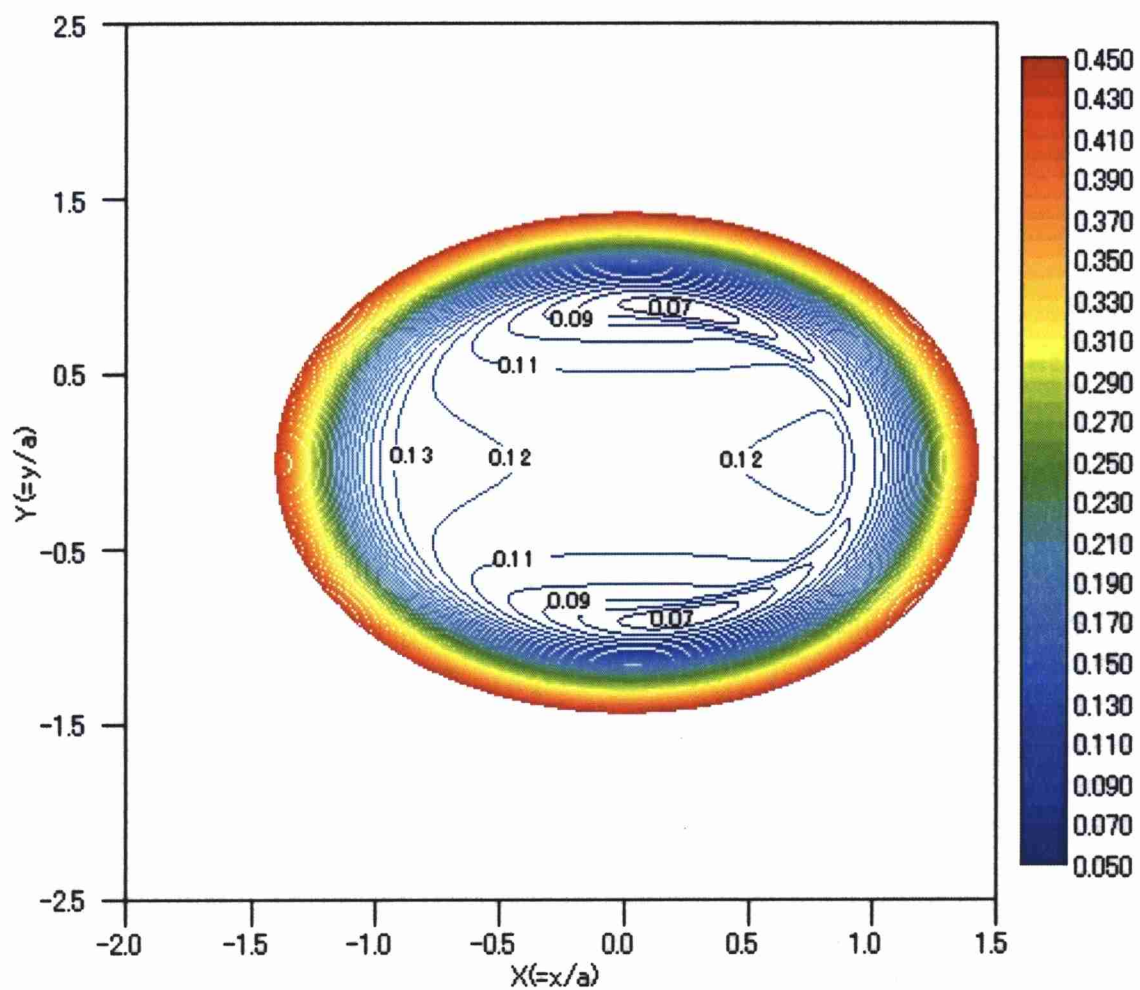


図 3.2(b) 油膜厚さの分布

( $W=1.474 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=144.77[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.91[\text{GPa}]$ )



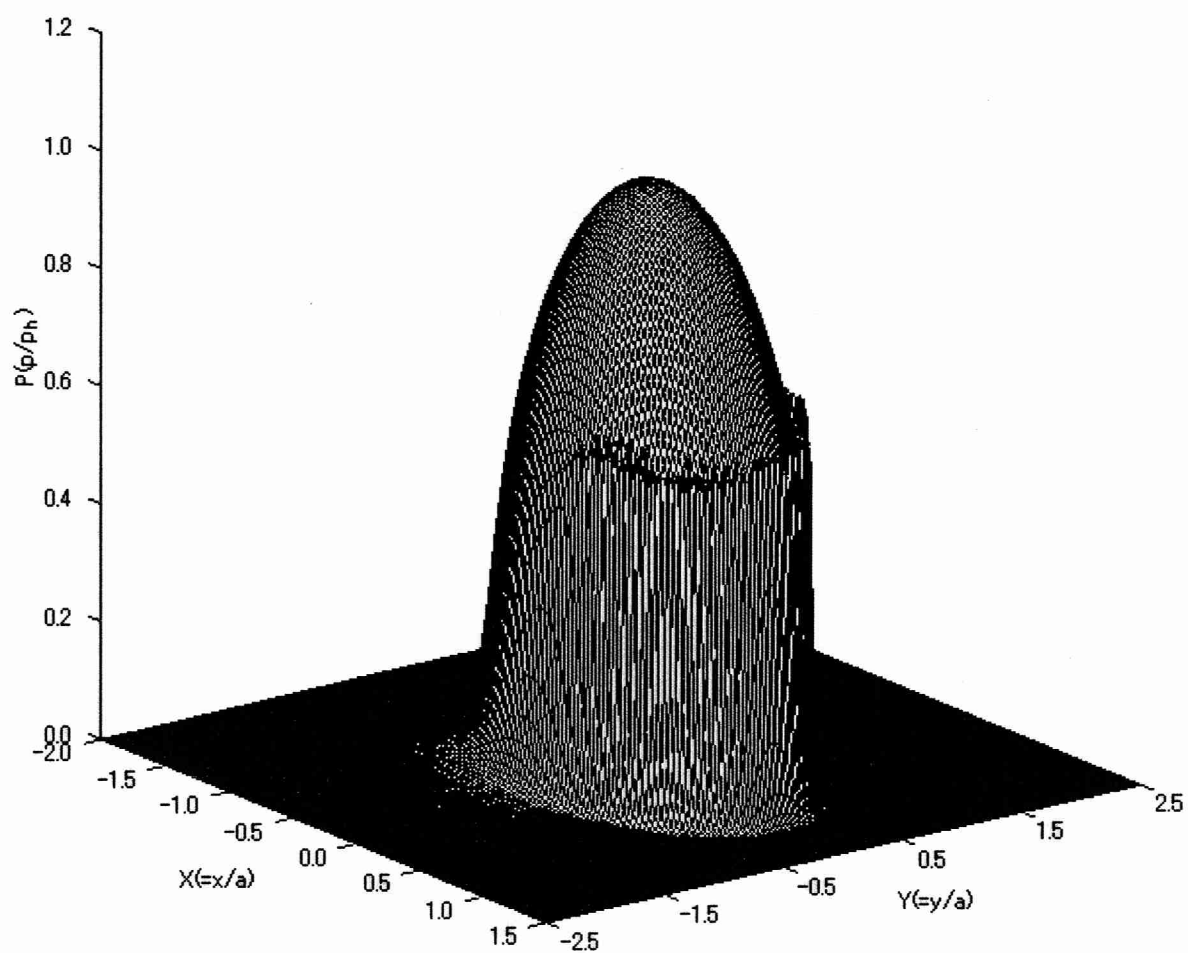


図 3.3(a) 油膜圧力の分布

( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  ( $a=165.72[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=1.04[\text{GPa}]$ ))

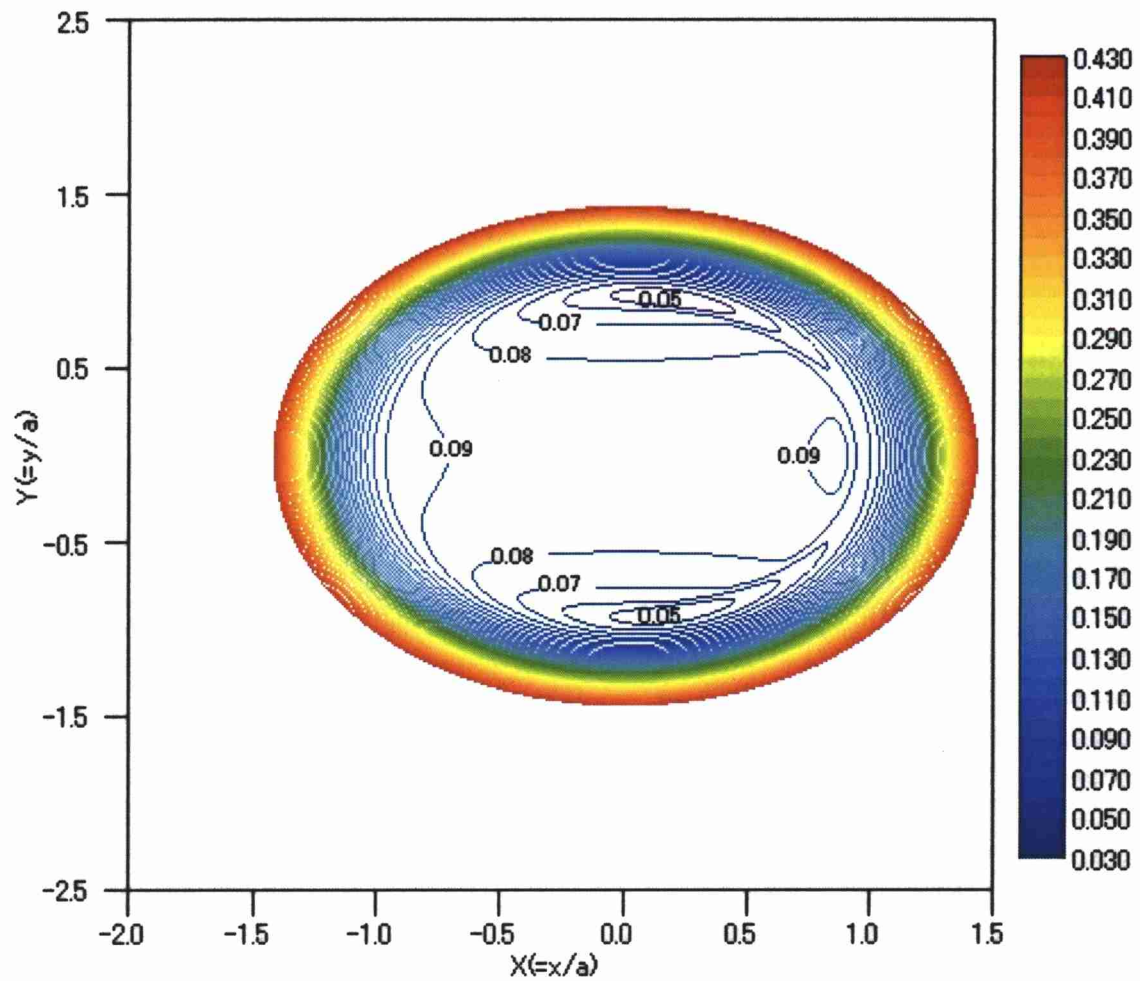


図 3.3(b) 油膜厚さの分布

( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=165.72[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=1.04[\text{GPa}]$ )

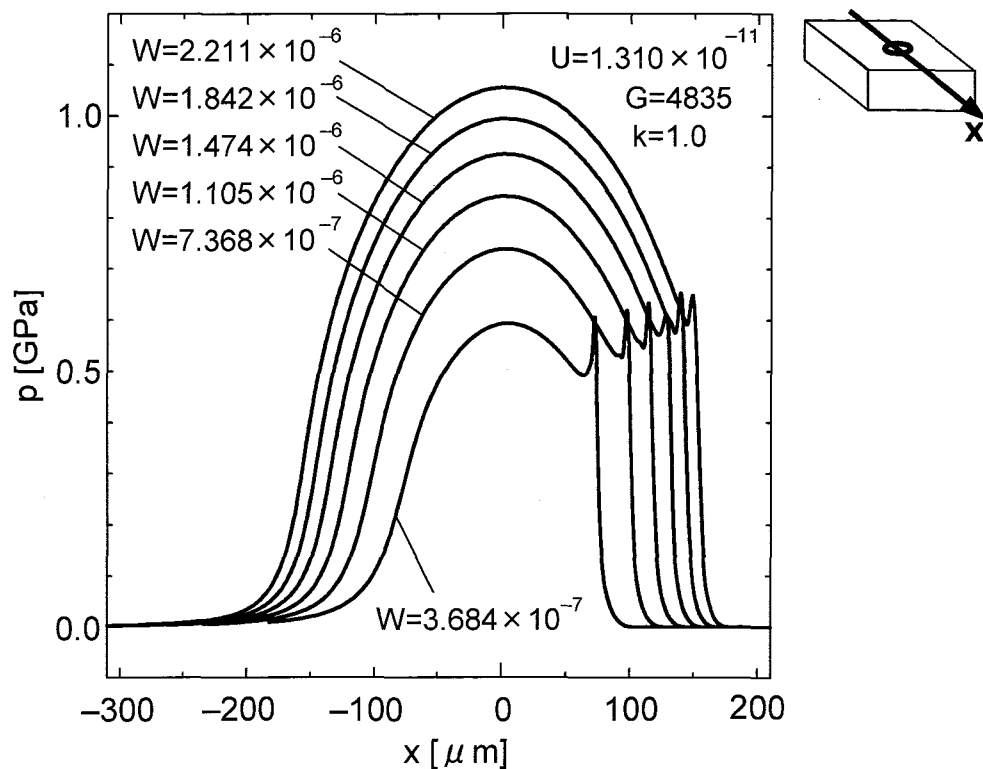


図 3.4(a) 荷重を変化させた場合における油膜圧力の分布  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

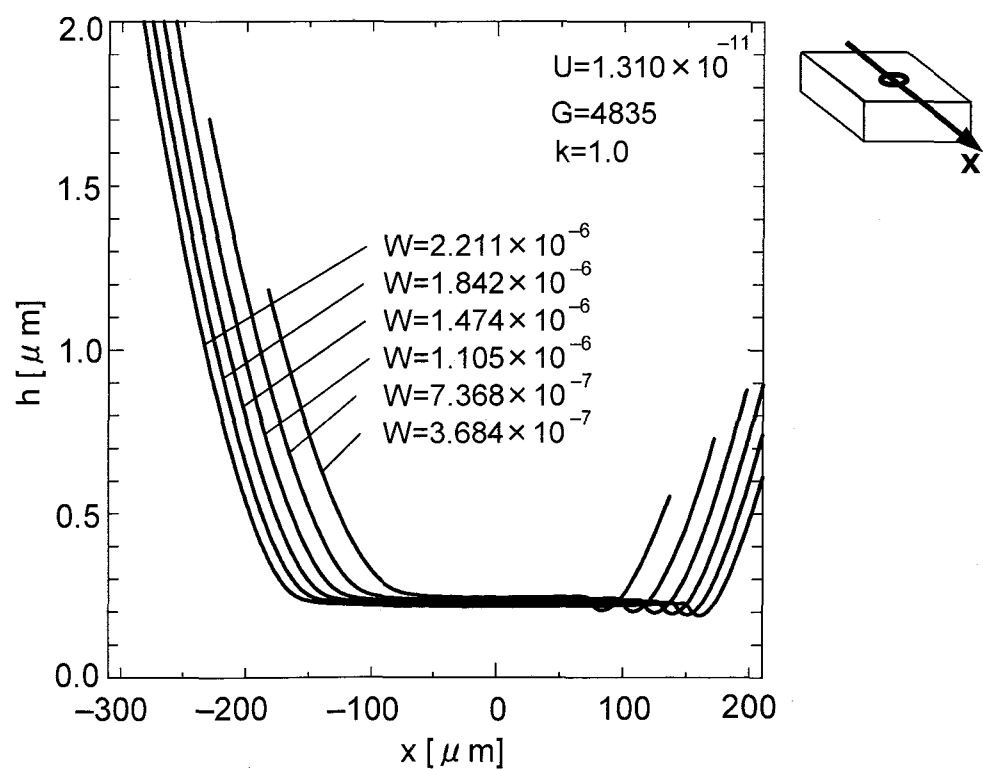


図 3.4(b) 荷重を変化させた場合における油膜厚さの分布  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

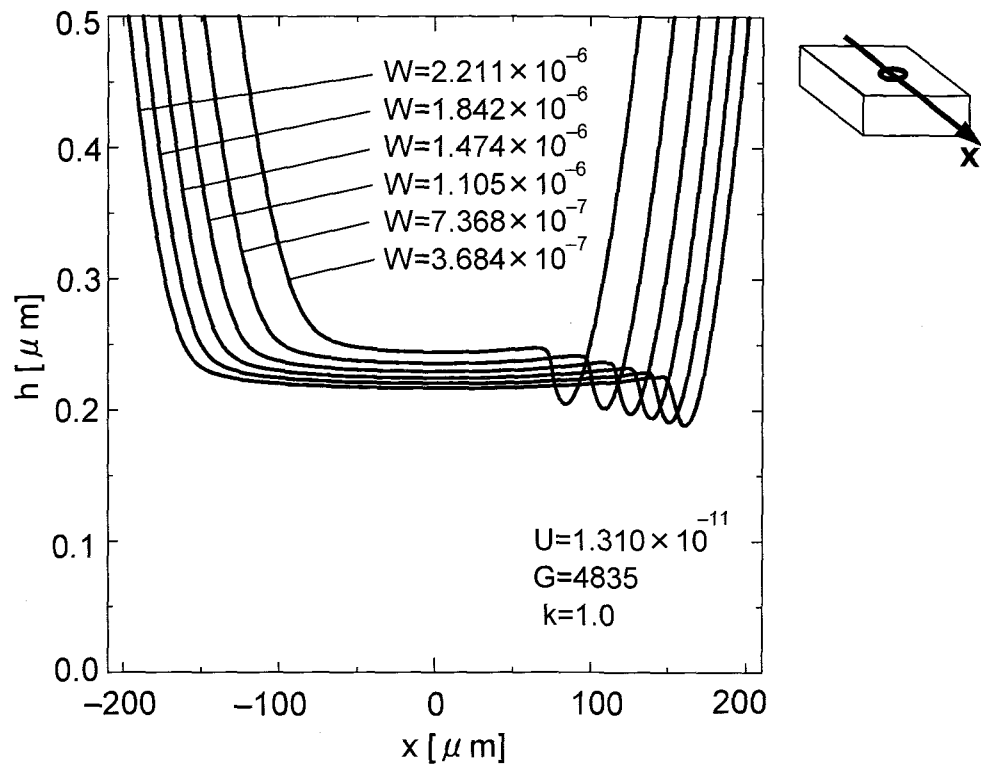


図 3.4(c) 荷重を変化させた場合における油膜厚さの分布  
(接触域付近の拡大図)  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

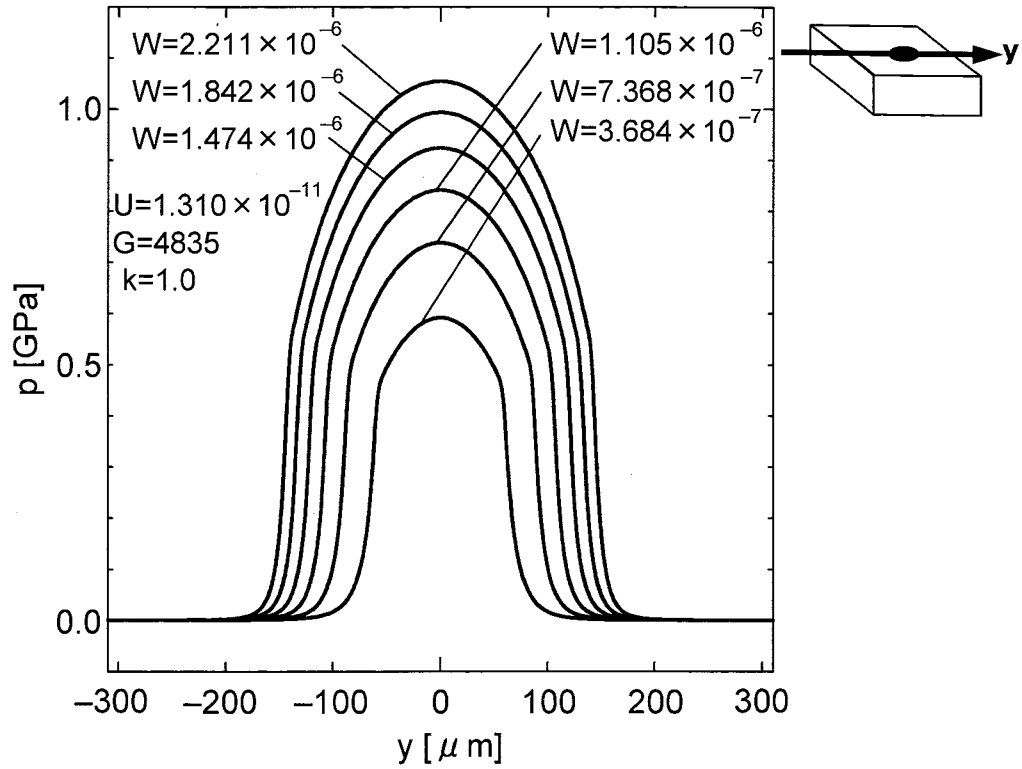


図 3.5(a) 荷重を変化させた場合における油膜圧力の分布  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

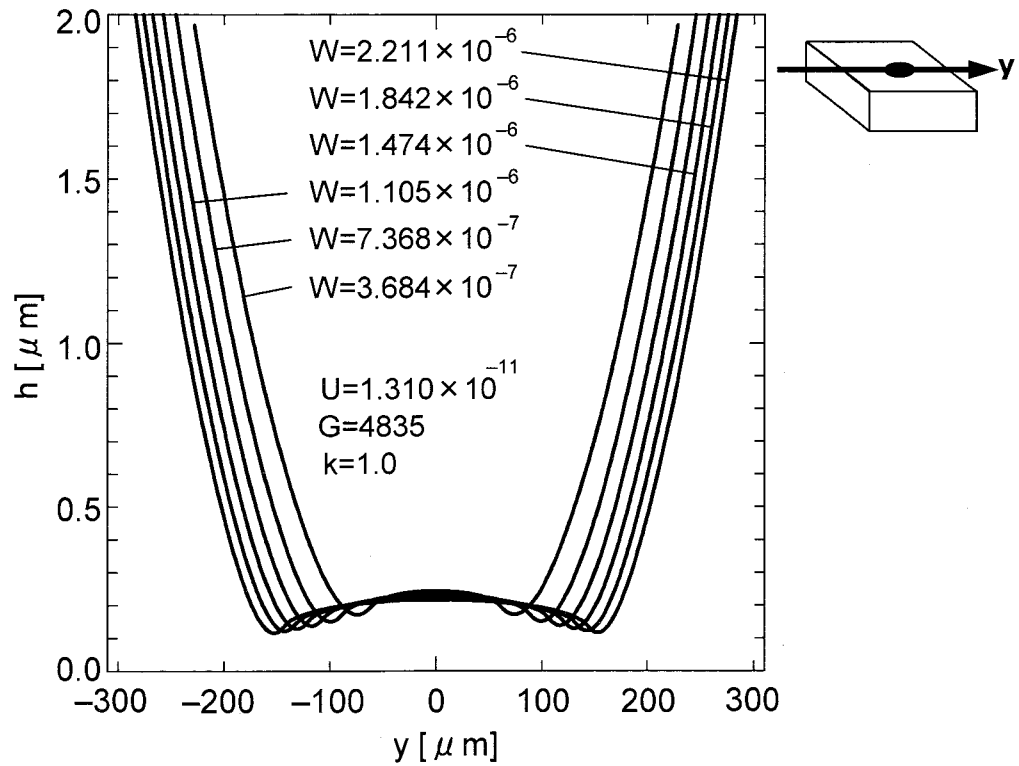


図 3.5(b) 荷重を変化させた場合における油膜厚さの分布  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

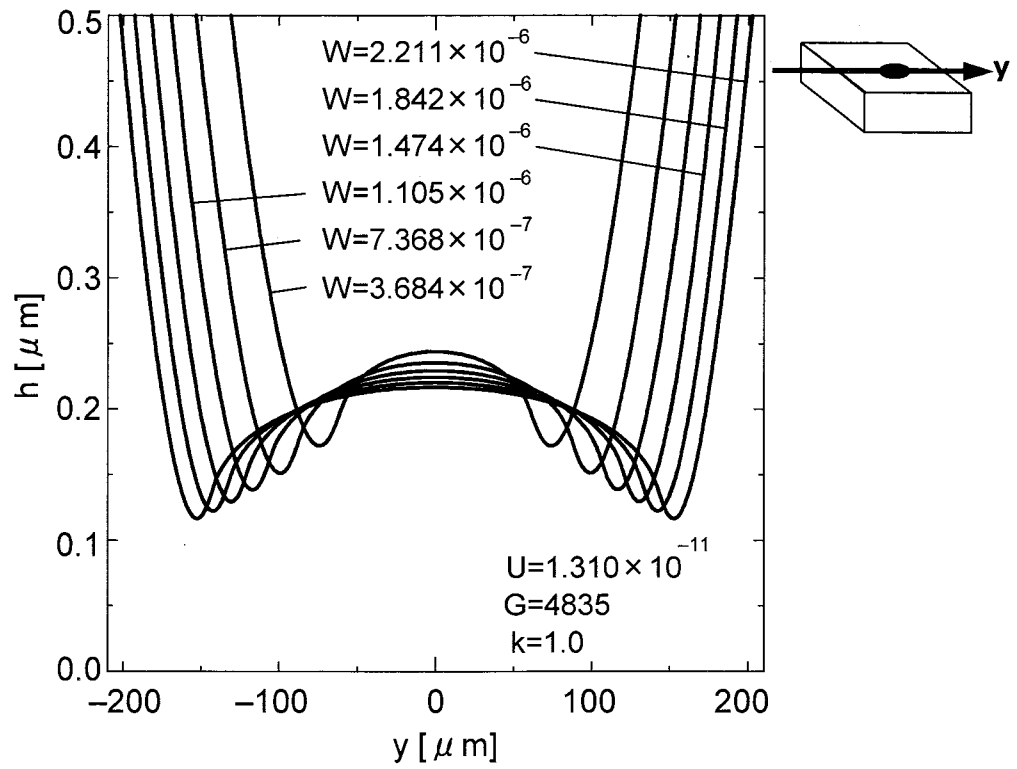


図 3.5(c) 荷重を変化させた場合における油膜圧力の分布  
(接触域付近の拡大図)  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

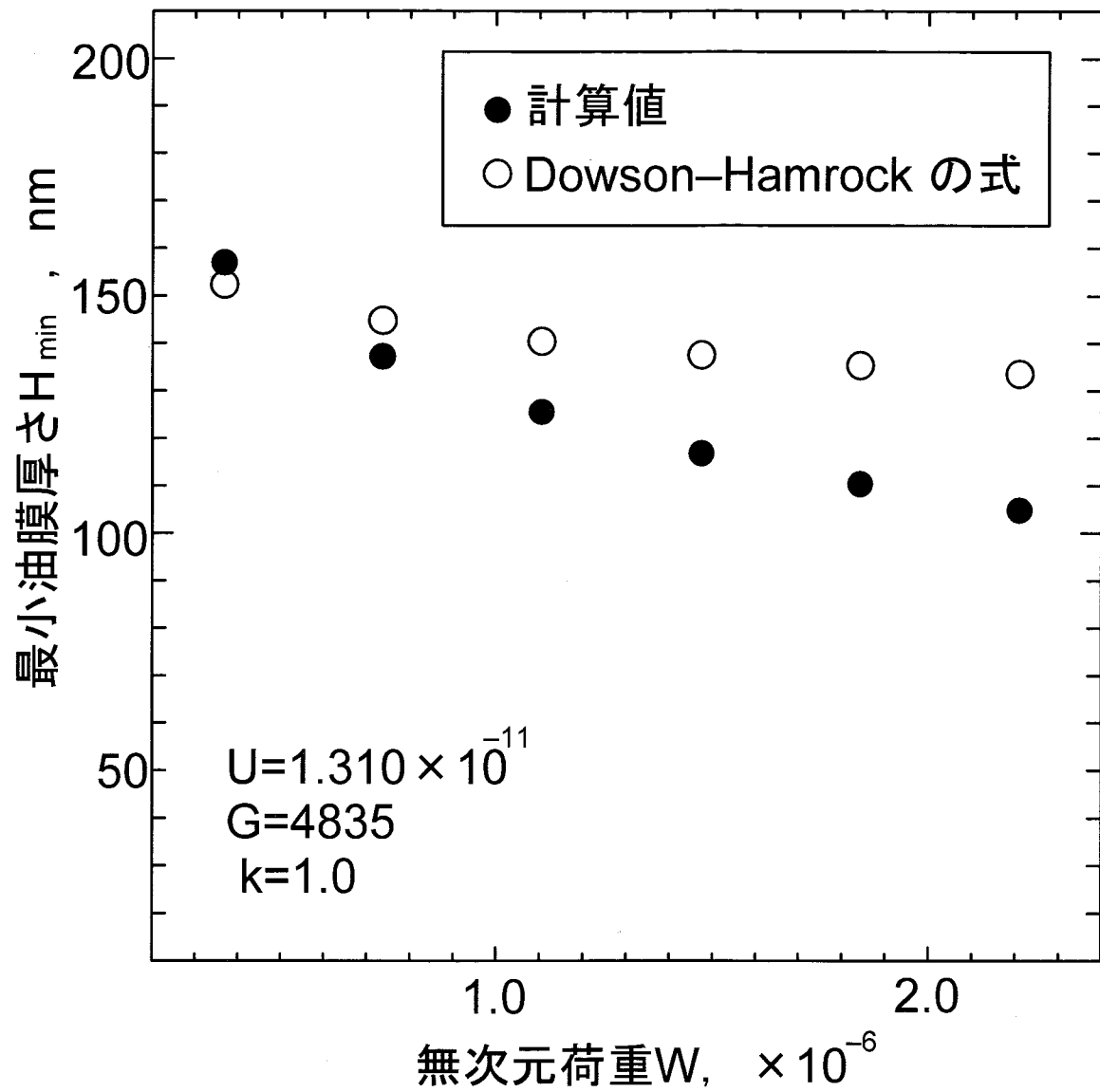


図 3.6 荷重を変化させた場合における最小油膜厚さの分布  
( $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

### 3. 1. 2 主応力の最大値

ここでは、荷重を変化させた場合に外輪に生じる主応力  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の最大値についての解析結果を示し、考察を行う。

$\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  は、各要素内の  $x$  方向、 $y$  方向および  $z$  方向それぞれの主応力を示す。

図 3.7 は、 $U=1.310 \times 10^{-11}$ 、 $G=4835$ 、 $k=1.0$  の条件下における無次元荷重  $W$  と主応力  $\sigma$  の最大値（絶対値）との関係を示す。またその最大値が生じている要素の節点  $a$ （図 2.9(b)）の座標（ヘルツ接触部中心からの距離）を表 3.1 から表 3.3 にそれぞれ示す。

図 3.7 より  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  それぞれの最大値を比較すると、 $\sigma_z$  の最大値が一番大きいことがわかる。また表 3.1 から表 3.3 より  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  それぞれの最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標は、 $W=3.684 \times 10^{-7}$  の場合には、表面上の圧力スパイクが生じている箇所であり、それ以外の場合には表面上のヘルツ接触部中心付近であることがわかる。これは油膜圧力による生じる外力が主に外輪表面の鉛直方向に作用するためだと考えられる。

荷重  $W$  が大きくなると、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の最大値は共に大きくなることがわかる。これは荷重  $W$  が大きくなると、3.1.1 節で示したように油膜圧力の最大値が大きくなり、それに伴って外輪表面に負荷される外力も大きくなるためだと考えられる。



表 3.1  $\sigma_x$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	50.16	41.04	0.00
$7.368 \times 10^{-7}$	0.00	0.00	0.00
$1.105 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	0.00
$1.474 \times 10^{-6}$	-3.62	0.00	0.00
$1.842 \times 10^{-6}$	-3.90	0.00	0.00
$2.221 \times 10^{-6}$	-4.14	0.00	0.00

表 3.2  $\sigma_y$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	50.16	41.04	0.00
$7.368 \times 10^{-7}$	0.00	0.00	0.00
$1.105 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	0.00
$1.474 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	0.00
$1.842 \times 10^{-6}$	-3.90	0.00	0.00
$2.221 \times 10^{-6}$	-4.14	0.00	0.00

表 3.3  $\sigma_z$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	50.16	41.04	0.00
$7.368 \times 10^{-7}$	0.00	0.00	0.00
$1.105 \times 10^{-6}$	-3.29	0.00	0.00
$1.474 \times 10^{-6}$	-3.62	0.00	0.00
$1.842 \times 10^{-6}$	-3.90	0.00	0.00
$2.221 \times 10^{-6}$	-4.14	0.00	0.00

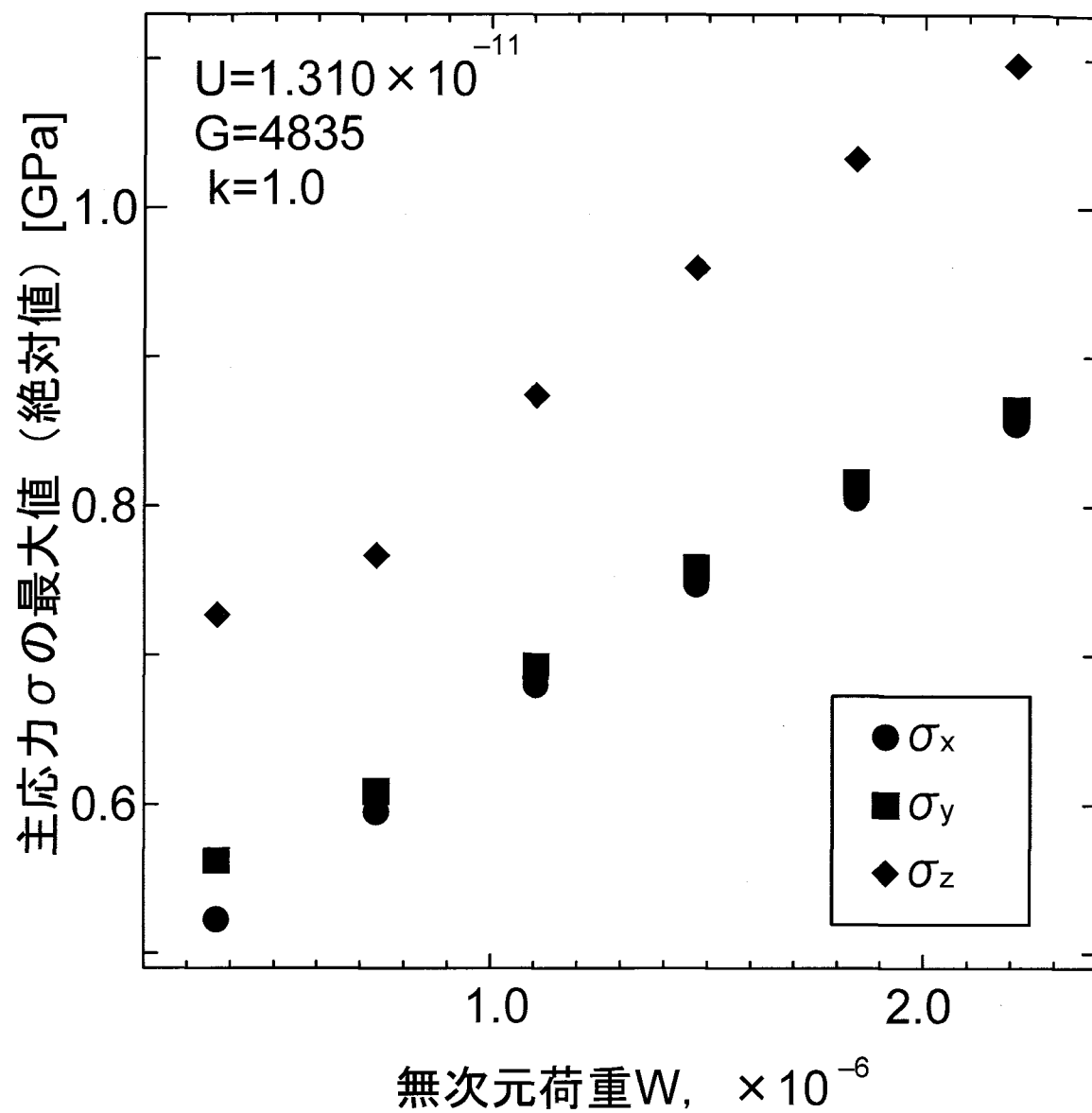


図 3.7 無次元荷重  $W$  と主応力の最大値との関係

### 3. 1. 3 主応力の分布

ここでは、荷重を変化させた場合に外輪に生じる主応力  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の分布についての解析結果を示し、考察を行う。

3.1.2 節で、主応力  $\sigma_z$  の最大値が一番大きく、また主応力の最大値は表面に一番近い要素で生じていることを示した。そこで表面上にある要素内で生じる主応力の分布を以下に示し、考察を述べる。

図 3.8、図 3.9 および図 3.10 は、 $W=2.221 \times 10^{-6}$  ( $a=165.72[\mu\text{m}]$ ) の条件下における表面に一番近い要素の主応力  $\sigma_x$  の分布、主応力  $\sigma_y$  の分布および主応力  $\sigma_z$  の分布をそれぞれ示す。

接触域内では  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  はともに圧縮応力であり、ヘルツ接触部中心に近づくほど大きくなっており、接触域端部に向かうほど小さくなっていることがわかる。また接触域出口付近で微小ではあるが、応力の高い部分が生じていることがわかる。

図 3.11 に  $W=7.368 \times 10^{-7}$  ( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ) の条件下における表面に一番近い要素の主応力  $\sigma_z$  の分布を示す。

図 3.10 と図 3.11 より、荷重  $W$  が大きくなると、主応力  $\sigma_z$  は大きくなることがわかる。

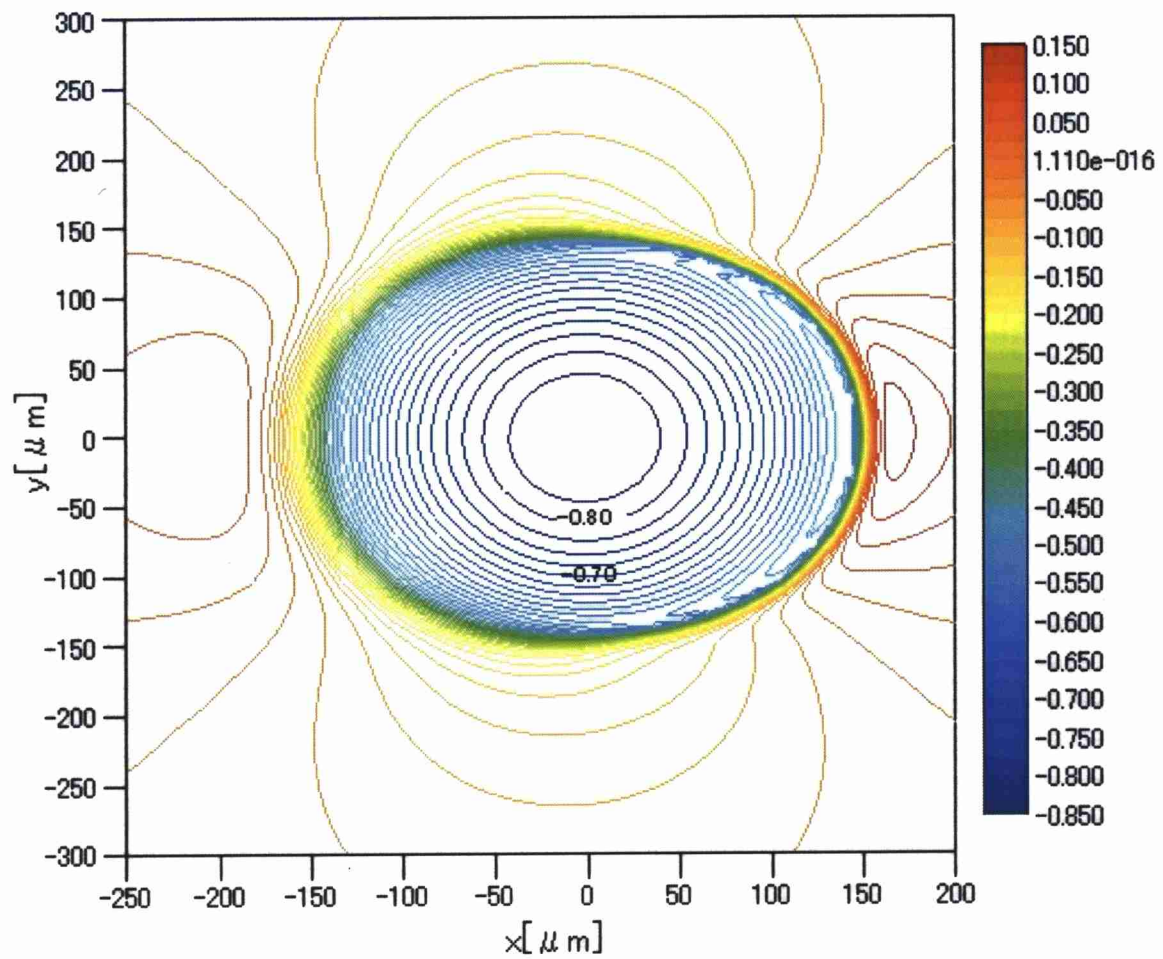


図 3.8 表面に一番近い要素の  $\sigma_x$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \sigma = 0.025$ )

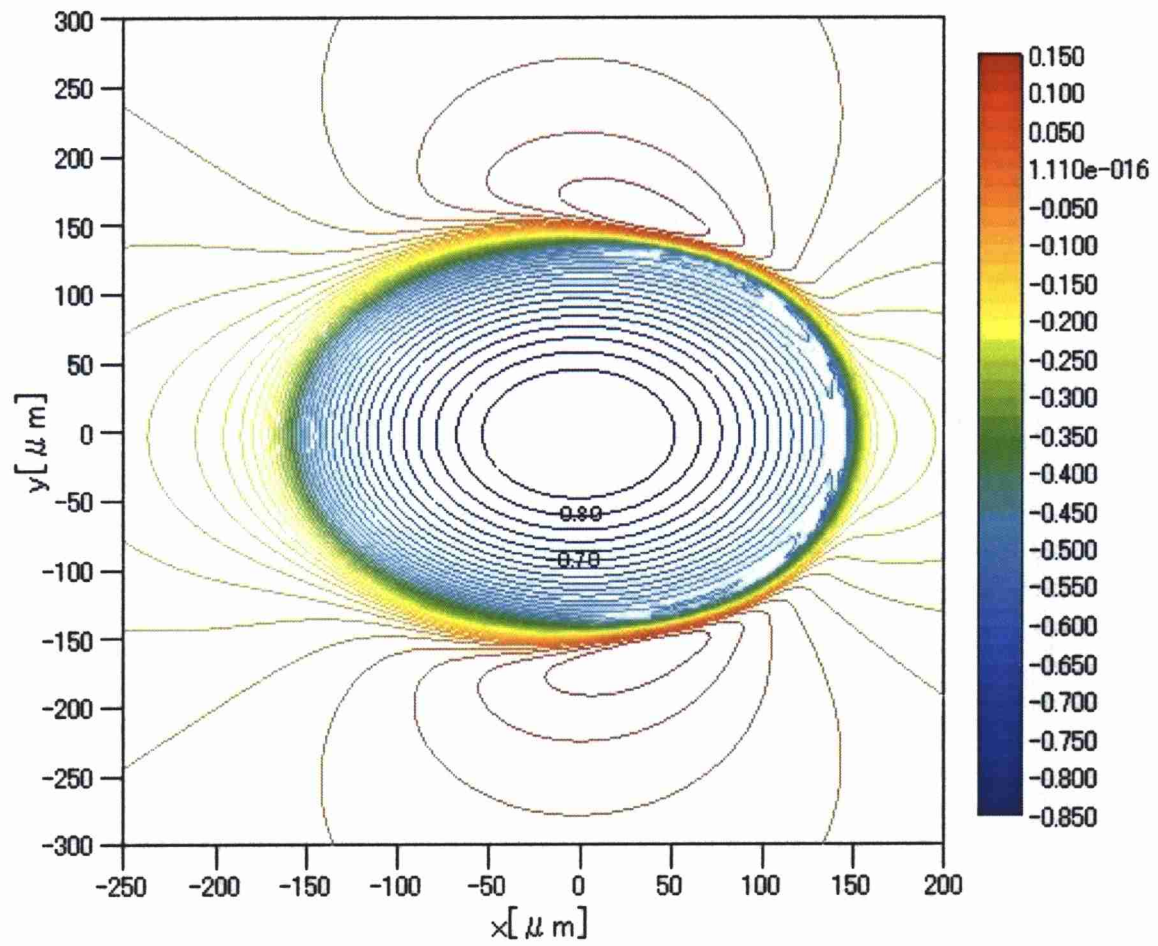


図 3.9 表面に一番近い要素の  $\sigma_y$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \sigma = 0.025$ )

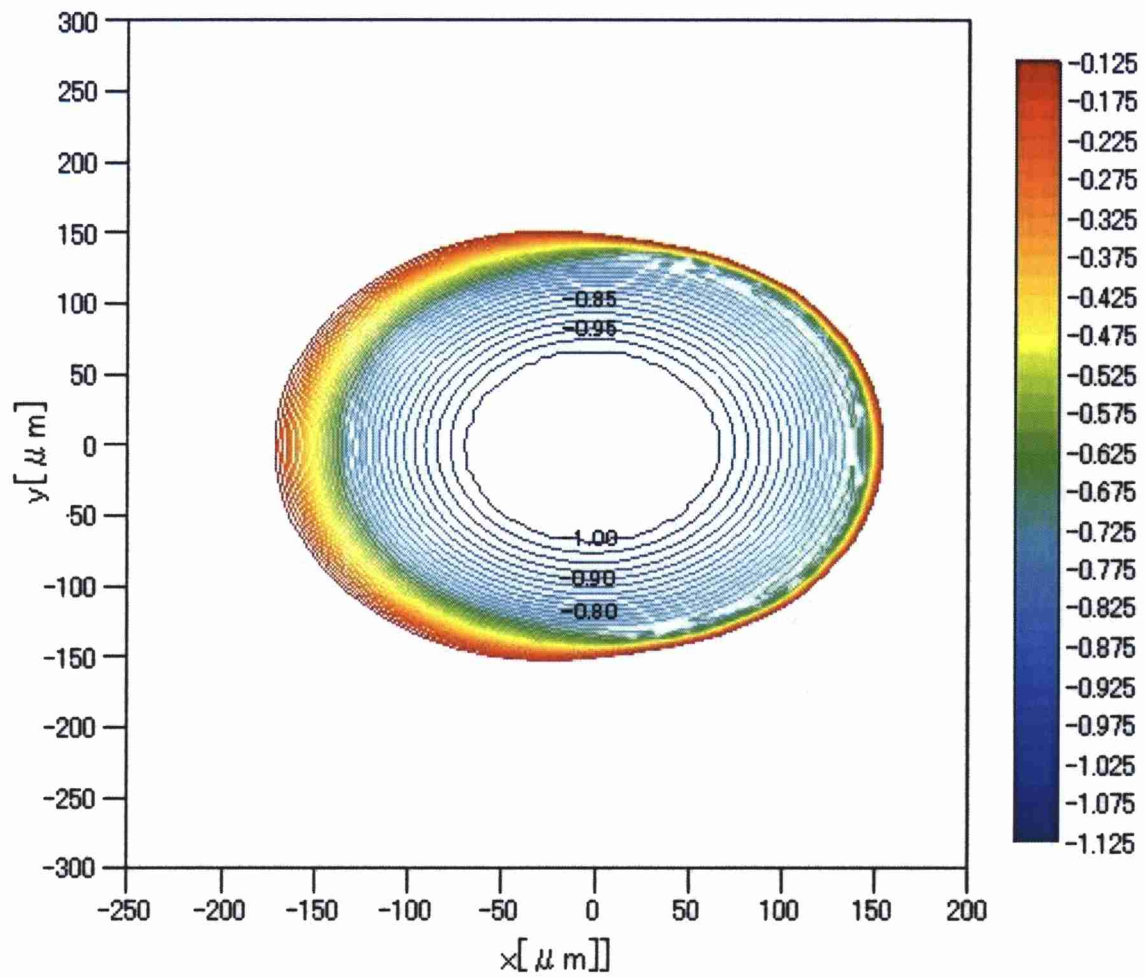


図 3.10 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \sigma=0.025$ )

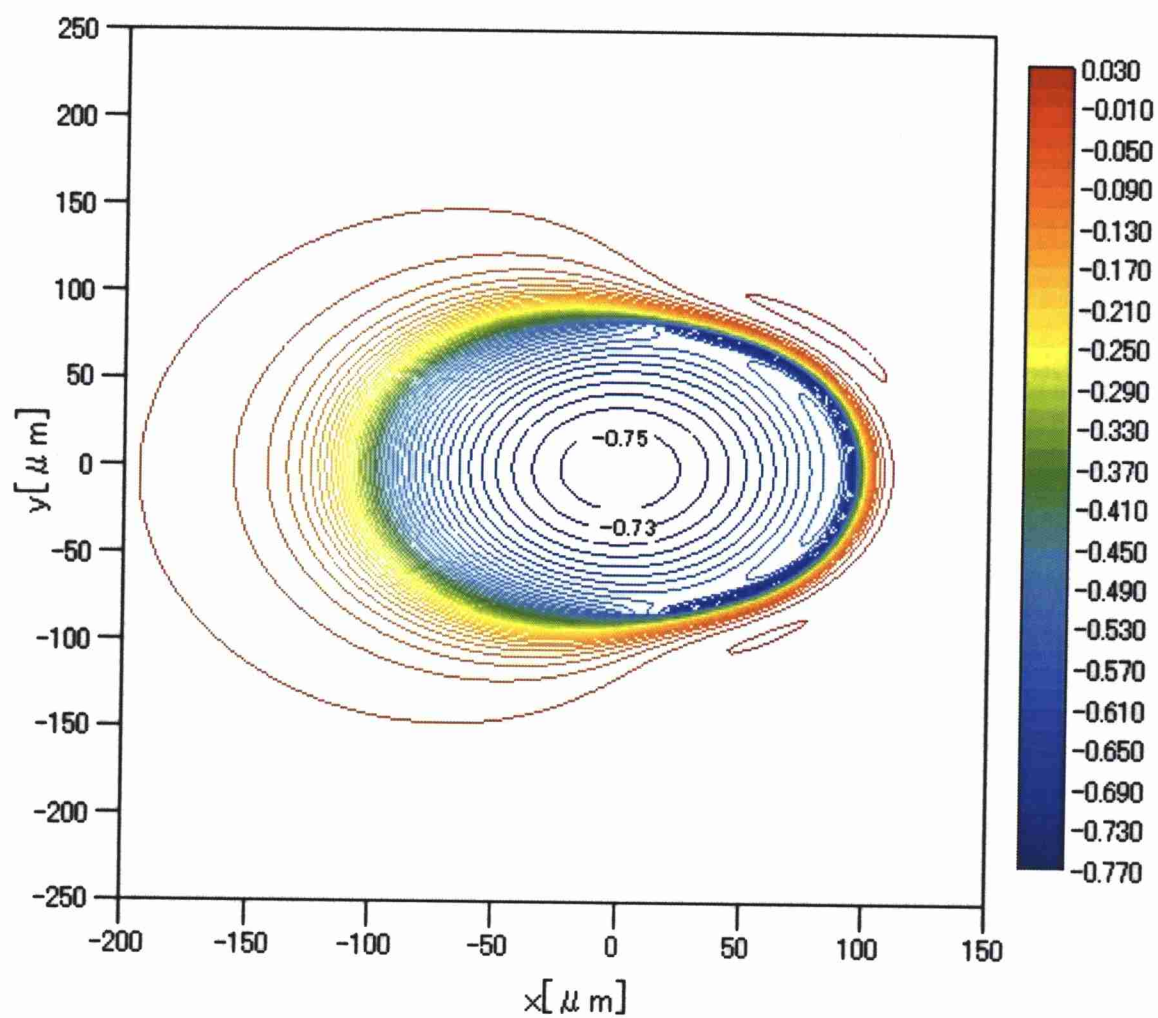


図 3.11 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \sigma=0.020$ )

### 3. 1. 4 せん断応力の最大値

$\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$  および  $\tau_{zx}$  は, 表面と平行な面内にある要素のせん断応力をそれぞれ示す.

材料内部の任意点に生じるせん断応力の最大値は、しばしば表面と平行な面内に生じるせん断応力  $\tau_{zx}$  ではなく、表面と  $45^\circ$  の角度をなす面内に生じる応力  $\tau_{\max}$  (最大せん断応力) であることがよく知られている.

ここでは、荷重を変化させた場合に外輪に生じるせん断応力  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$  および  $\tau_{zx}$  の最大値と最大せん断応力  $\tau_{\max}$  の最大値についての解析結果を示し、考察を行う.

図 3.12 は、 $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  の条件下における無次元荷重  $W$  とせん断応力  $\tau$  の最大値 (絶対値) との関係を示す. またその最大値が生じている要素の節点 a (図 2.9(b)) の座標 (ヘルツ接触部中心からの距離) を表 3.4 から表 3.7 にそれぞれ示す.

図 3.12 より  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{\max}$  それぞれの最大値を比較すると、 $\tau_{\max}$  の最大値が一番大きくなっていることがわかる. すなわち表面と平行な面内に作用するせん断応力よりも、表面と  $45^\circ$  の角度をなす面内に生じる応力のほうが大きくなっていることがいえる. また表 3.4 から表 3.6 より  $\tau_{xy}$  の最大値は、表面に一番近い要素で生じているのに対し、 $\tau_{yz}$  および  $\tau_{zx}$  の最大値は材料内部のほぼ同じ深さ位置にある要素で生じており、 $\tau_{\max}$  の最大値はそれよりも更に深い位置にある要素で生じていることがわかる.

荷重  $W$  が大きくなると、 $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{\max}$  の最大値は共に大きくなることがわかる. また表 3.4 から表 3.7 より  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{\max}$  の最大値の発生位置は、より材料内部の深い位置にある要素へと移動することがわかる.



表 3.4  $\tau_{xy}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	61.56	43.32	0.00
$7.368 \times 10^{-7}$	80.43	66.07	0.00
$1.105 \times 10^{-6}$	92.07	78.92	0.00
$1.474 \times 10^{-6}$	101.34	90.48	0.00
$1.842 \times 10^{-6}$	109.12	101.36	0.00
$2.221 \times 10^{-6}$	116.00	107.72	0.00

表 3.5  $\tau_{yz}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	36.48	52.44	-6.95
$7.368 \times 10^{-7}$	28.73	83.30	-20.42
$1.105 \times 10^{-6}$	19.73	101.94	-30.05
$1.474 \times 10^{-6}$	21.72	112.20	-37.16
$1.842 \times 10^{-6}$	15.59	124.75	-40.03
$2.221 \times 10^{-6}$	16.57	132.58	-47.22

表 3.6  $\tau_{zx}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	75.24	0.00	-9.26
$7.368 \times 10^{-7}$	101.54	0.00	-20.42
$1.105 \times 10^{-6}$	115.09	0.00	-30.05
$1.474 \times 10^{-6}$	126.67	0.00	-33.08
$1.842 \times 10^{-6}$	136.45	0.00	-40.03
$2.221 \times 10^{-6}$	140.86	0.00	-47.22

表 3.7  $\tau_{\max}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元荷重 W	x 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	y 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	z 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$3.684 \times 10^{-7}$	2.28	0.00	-41.42
$7.368 \times 10^{-7}$	0.00	0.00	-52.18
$1.105 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	-59.74
$1.474 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	-65.75
$1.842 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	-74.49
$2.221 \times 10^{-6}$	0.00	0.00	-79.16

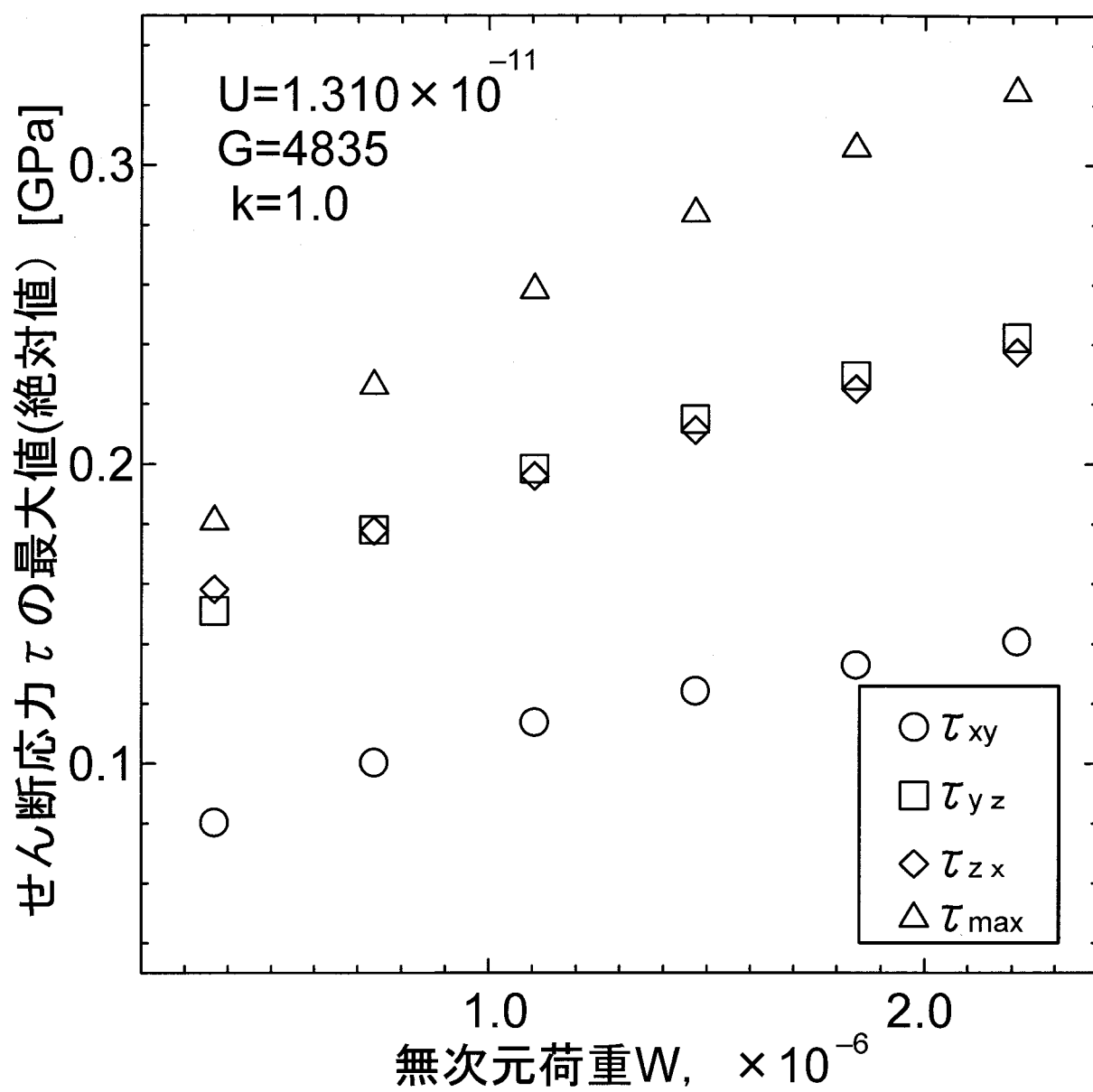


図 3.12 無次元荷重  $W$  とせん断応力の最大値との関係

### 3. 1. 5 セン断応力の分布

ここでは、荷重を変化させた場合に外輪に生じる外輪に生じるせん断応力  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および最大せん断  $\tau_{max}$  の応力分布についての解析結果を示し、考察を行う。

3.1.4 節で、せん断応力および最大せん断応力の最大値は表面ではなく外輪内部の要素で生じていることを示した。そこで外輪内部にある要素内で生じるせん断応力および最大せん断応力の分布を示し、考察を行う。

図 3.13, 図 3.14 は  $W=7.368 \times 10^{-7}$  ( $a=114.90[\mu m]$ ) の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示す。

せん断応力  $\tau_{zx}$  は接触域入口側と接触域出口側でそれぞれ正負反対のピークがあることがわかる。接触域入口側では潤滑油の流れによるせん断力は増大するのに対して、接触域出口側では潤滑油の流れによるせん断力は減少する。そのためせん断力の強弱によってせん断応力の作用する向きが反対になると考えられる。

最大せん断応力  $\tau_{max}$  のピークは、せん断応力  $\tau_{zx}$  のピークよりも大きく、その位置は  $\tau_{zx}$  のピークよりさらに深い位置で生じていることがわかる。

図 3.15, 図 3.16 は  $W=7.368 \times 10^{-7}$  ( $a=114.90[\mu m]$ ) の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示す。

$\tau_{zx}$  は、接触域の端部付近で正負反対のピークを生じているのに対し、 $\tau_{max}$  はほぼ左右対称となっていることがわかる。

図 3.17, 図 3.18 は  $W=2.221 \times 10^{-6}$  ( $a=165.72[\mu m]$ ) の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.19, 図 3.20 は  $W=2.221 \times 10^{-6}$  ( $a=165.72[\mu m]$ ) の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示す。

荷重  $W$  が大きくなると  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{max}$  のピーク値は大きくなることがわかる。すなわち外輪内部で生じるせん断応力は大きくなることがわかる。またピークはより深い位置にある要素で生じることがわかる。

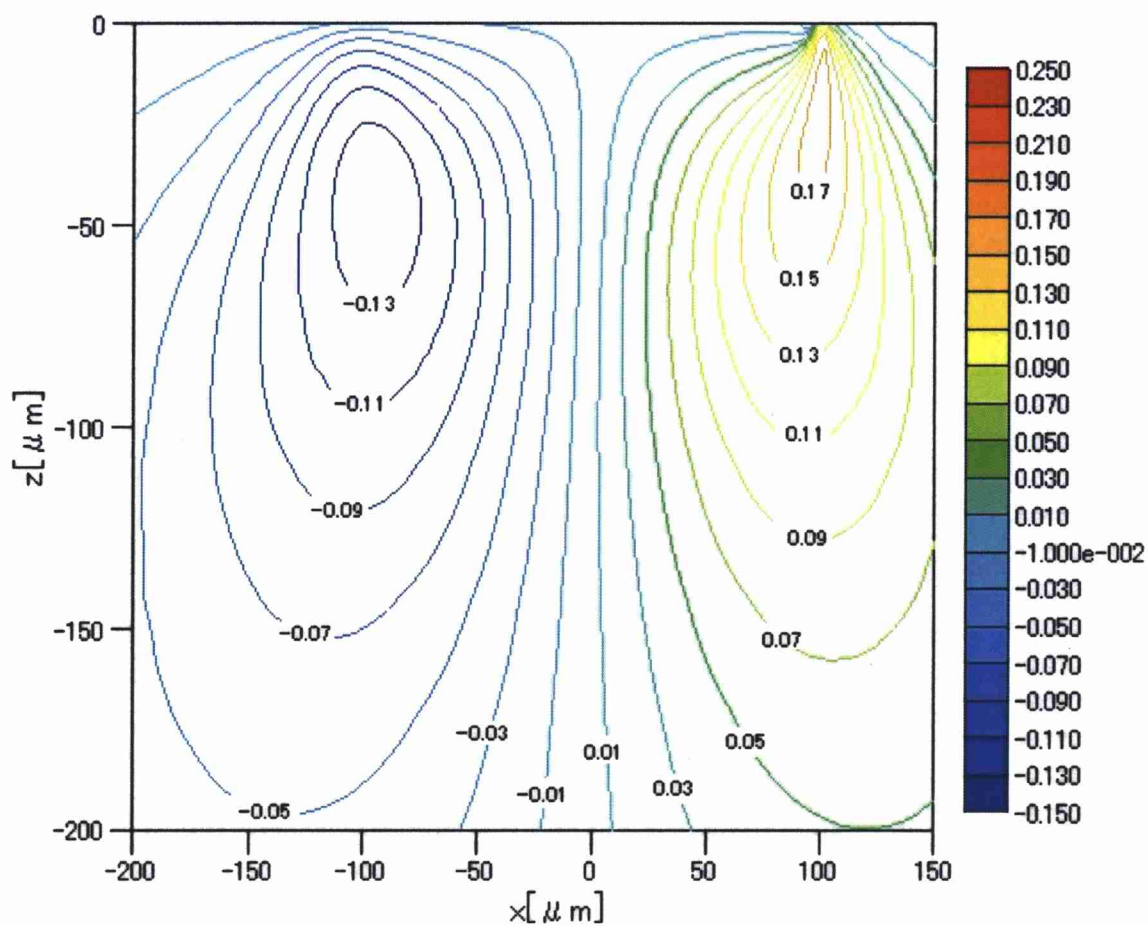
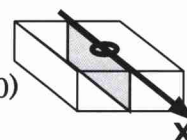


図 3.13 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



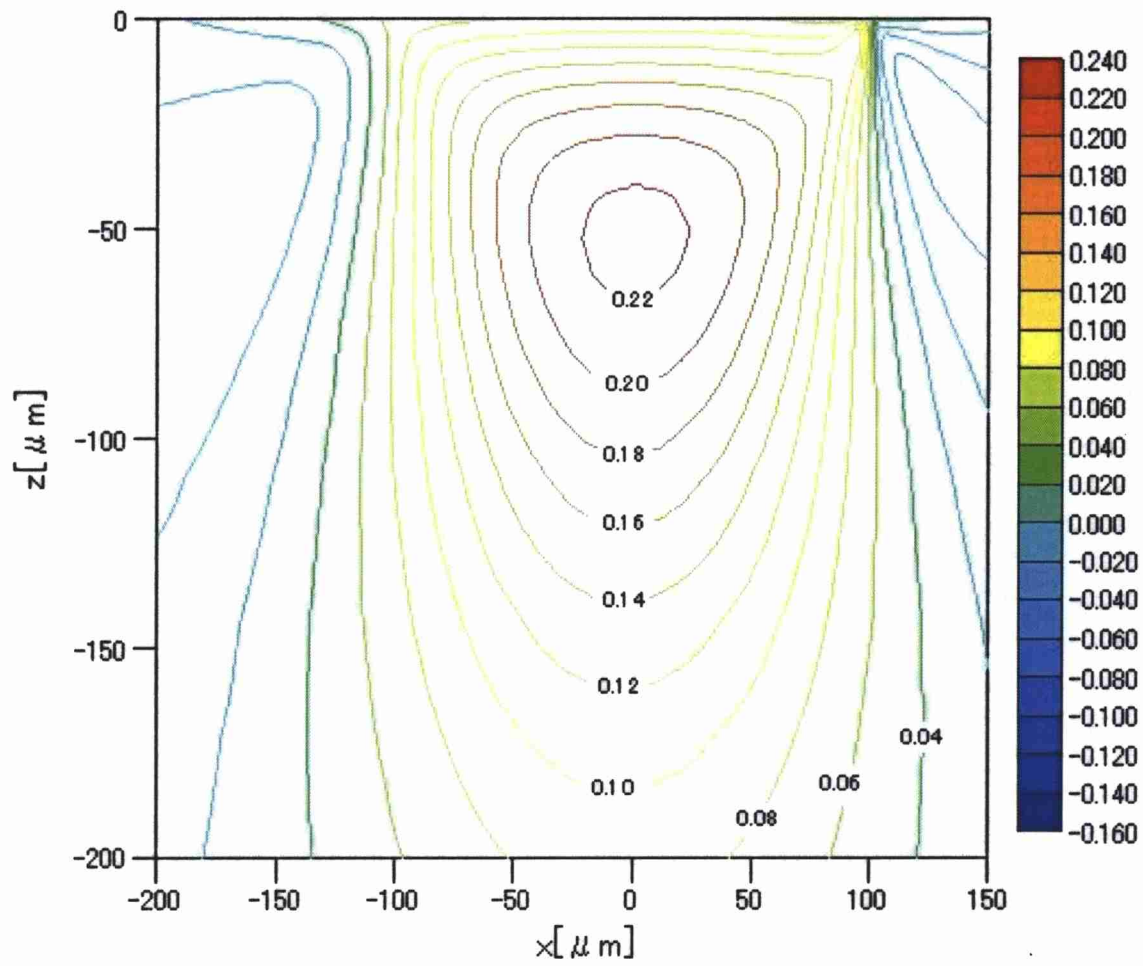
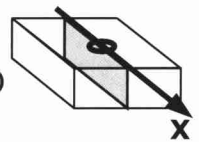


図 3.14 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



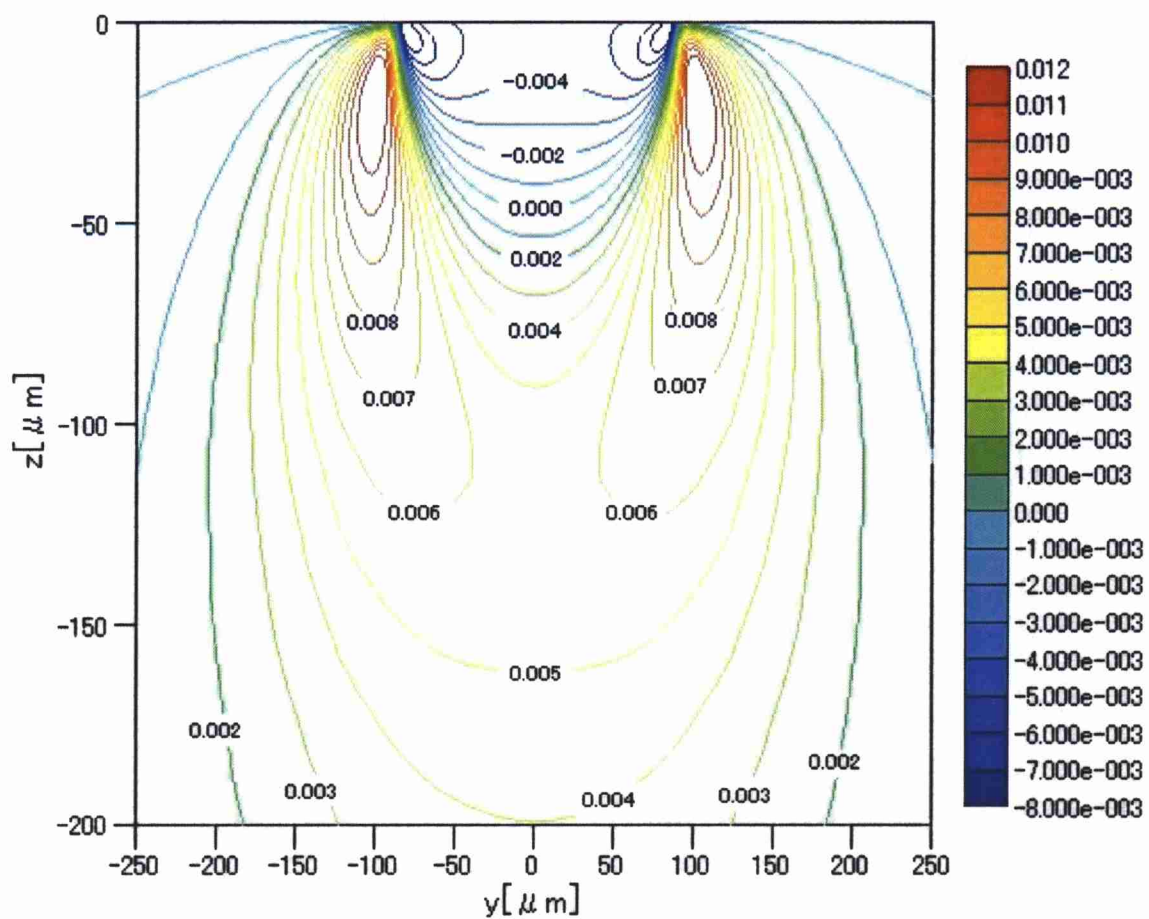


図 3.15 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.001$ )

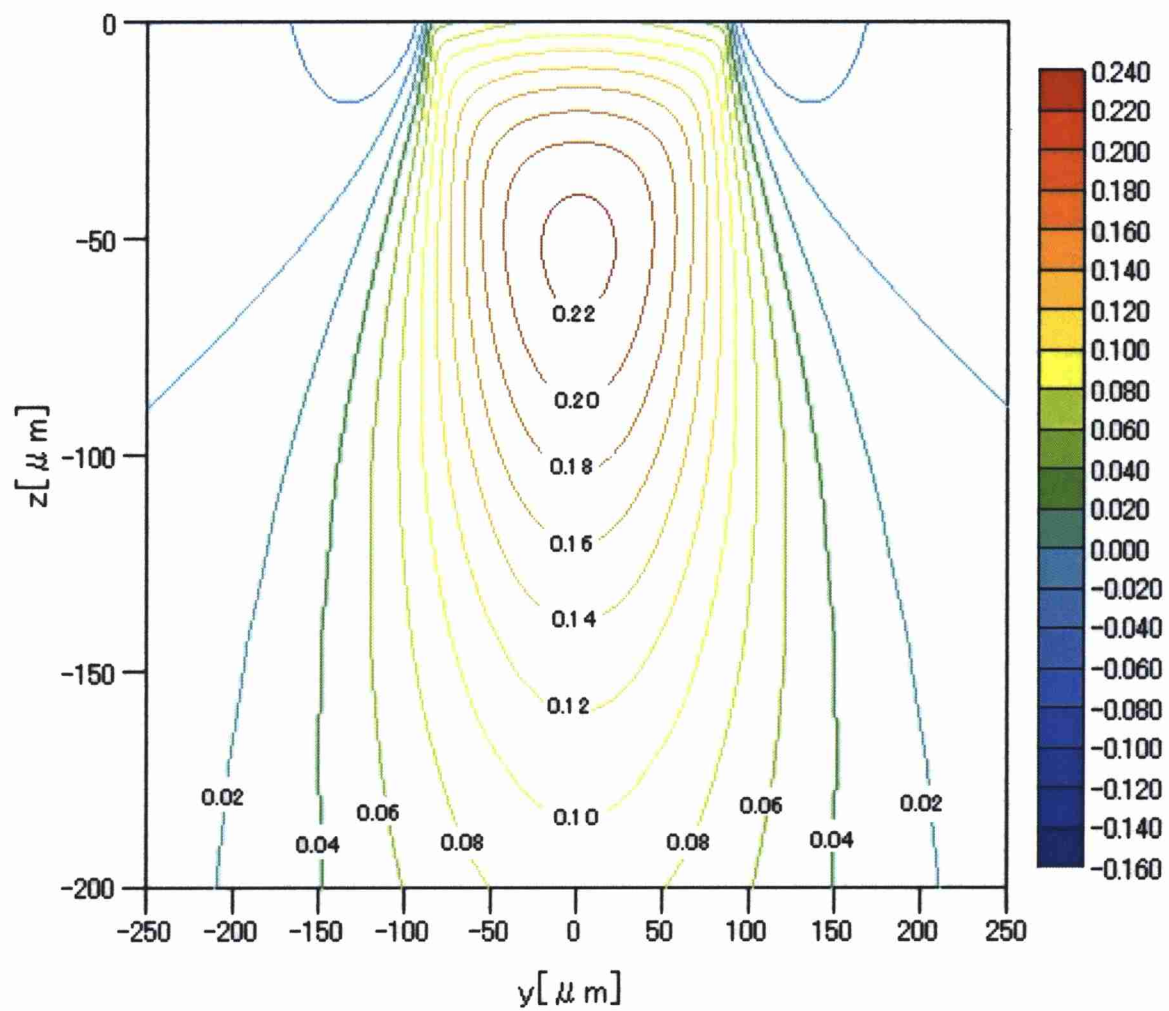
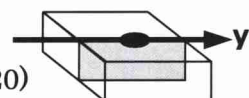


図 3.16 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



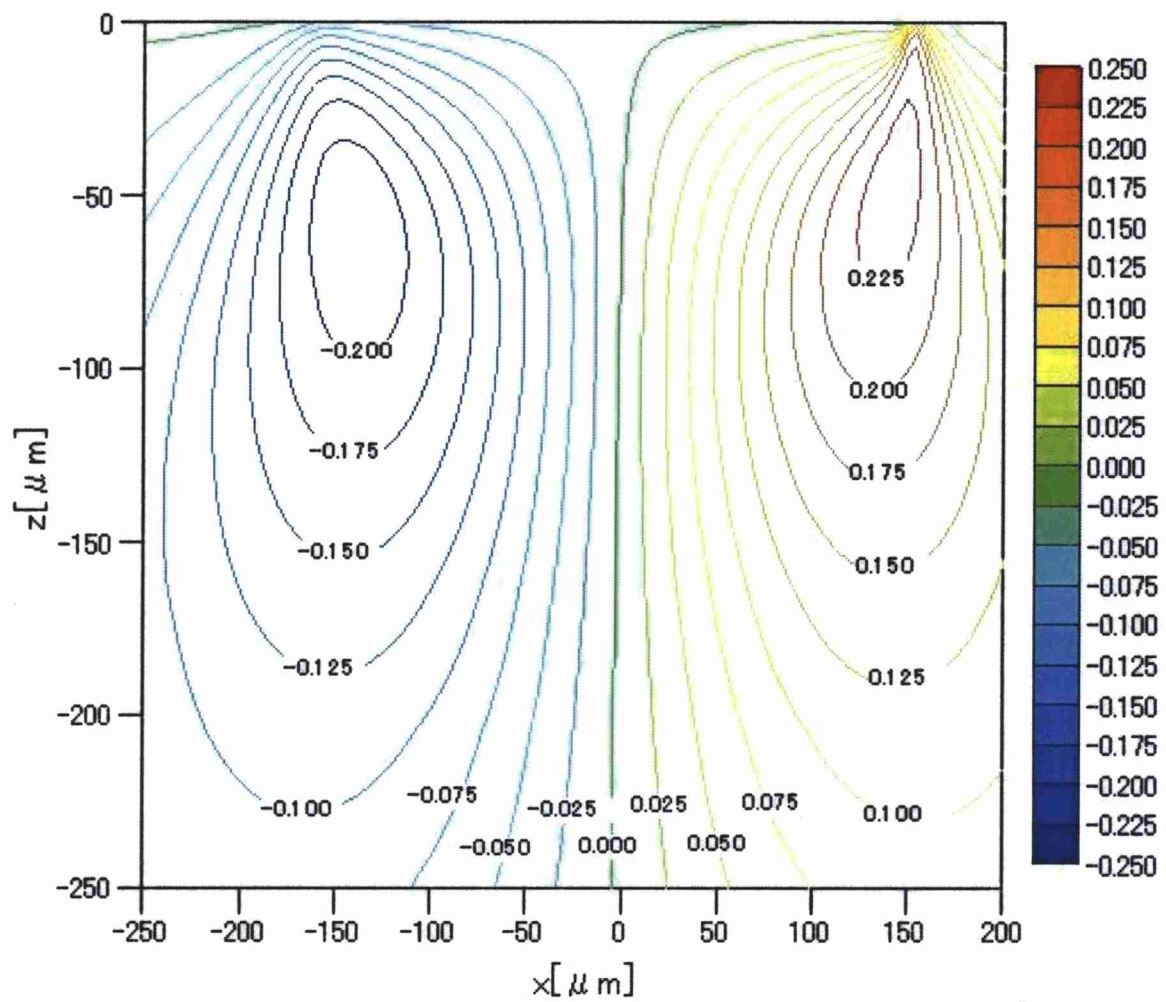
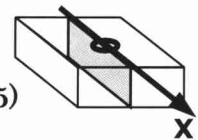


図 3.17 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.025$ )





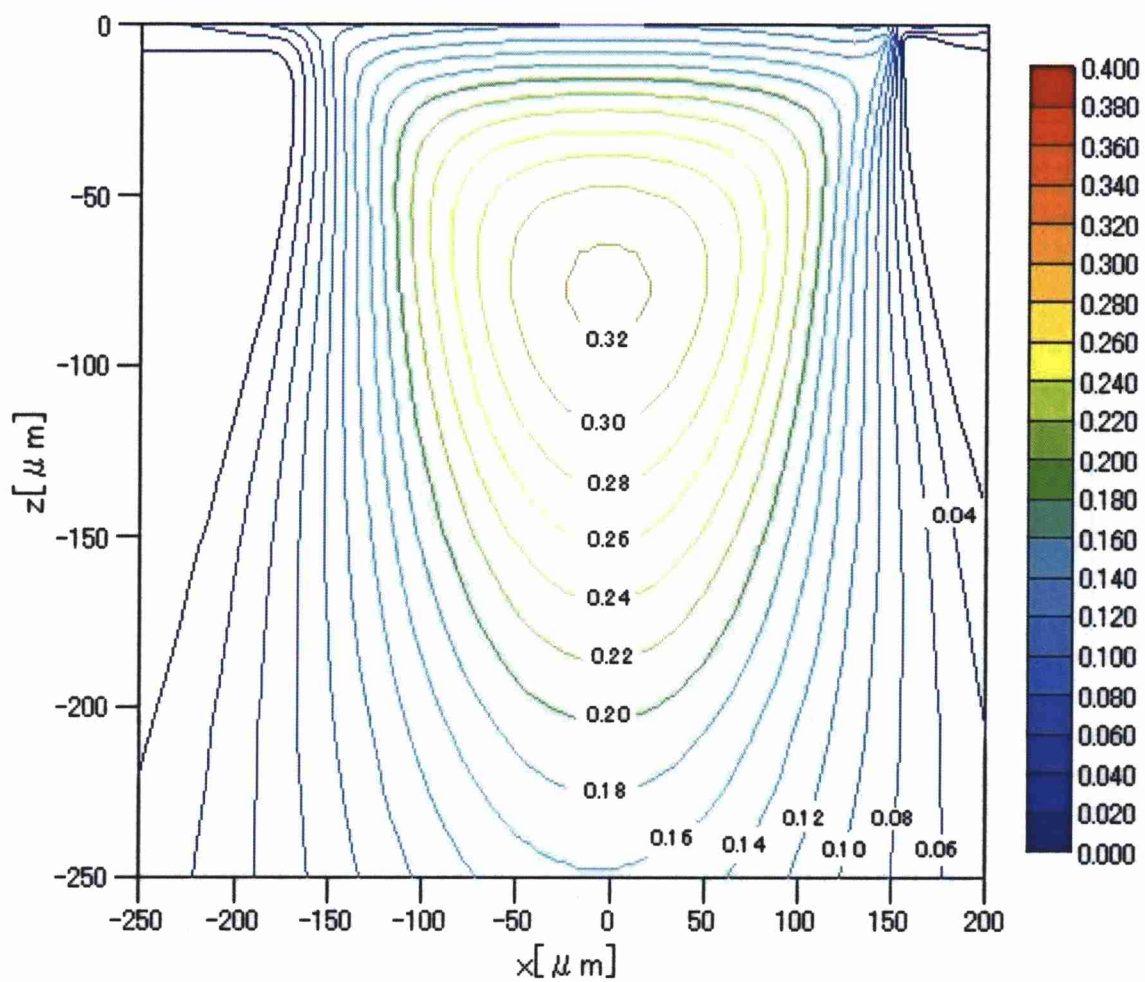
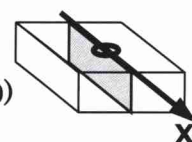


図 3.18 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



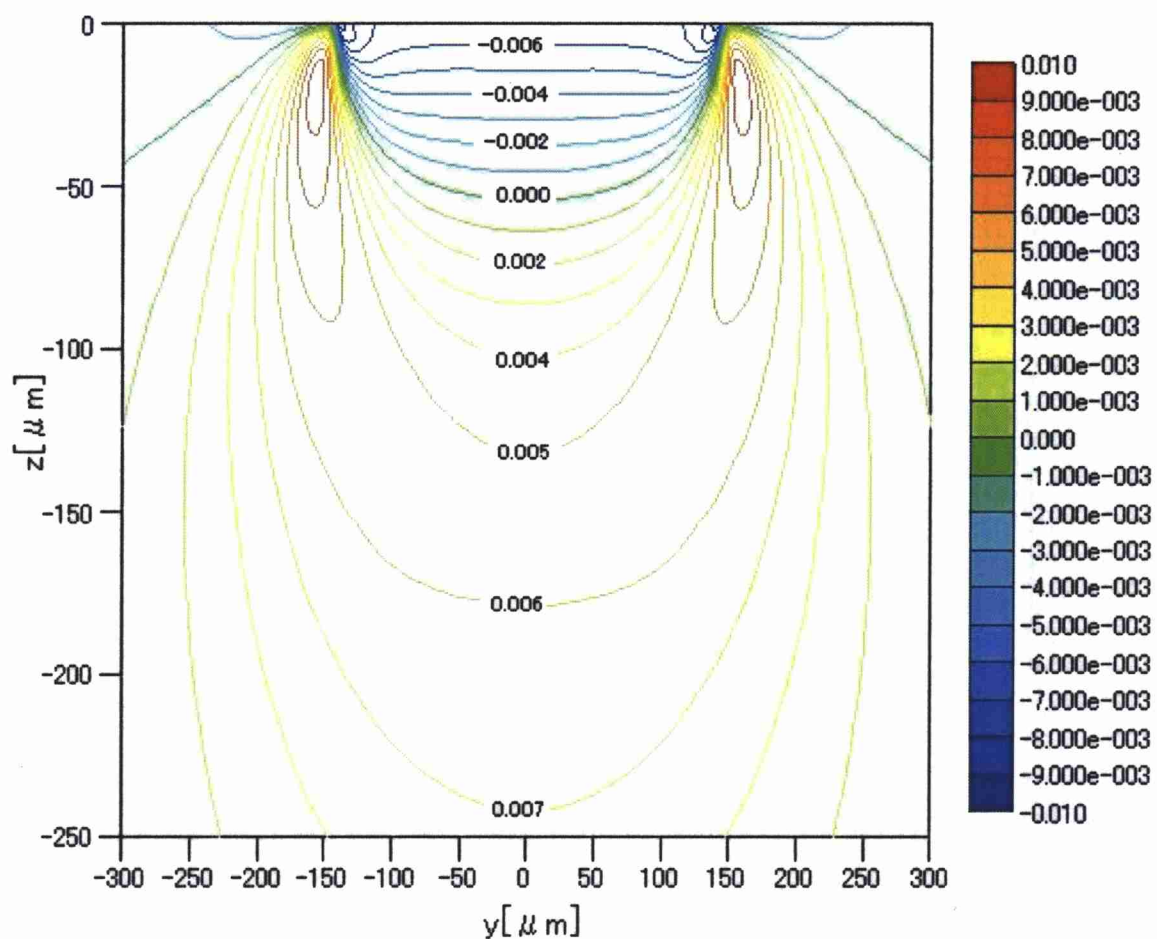
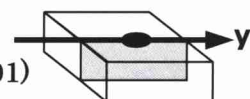


図 3.19 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 $(W=2.211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0, \Delta \tau=0.001)$



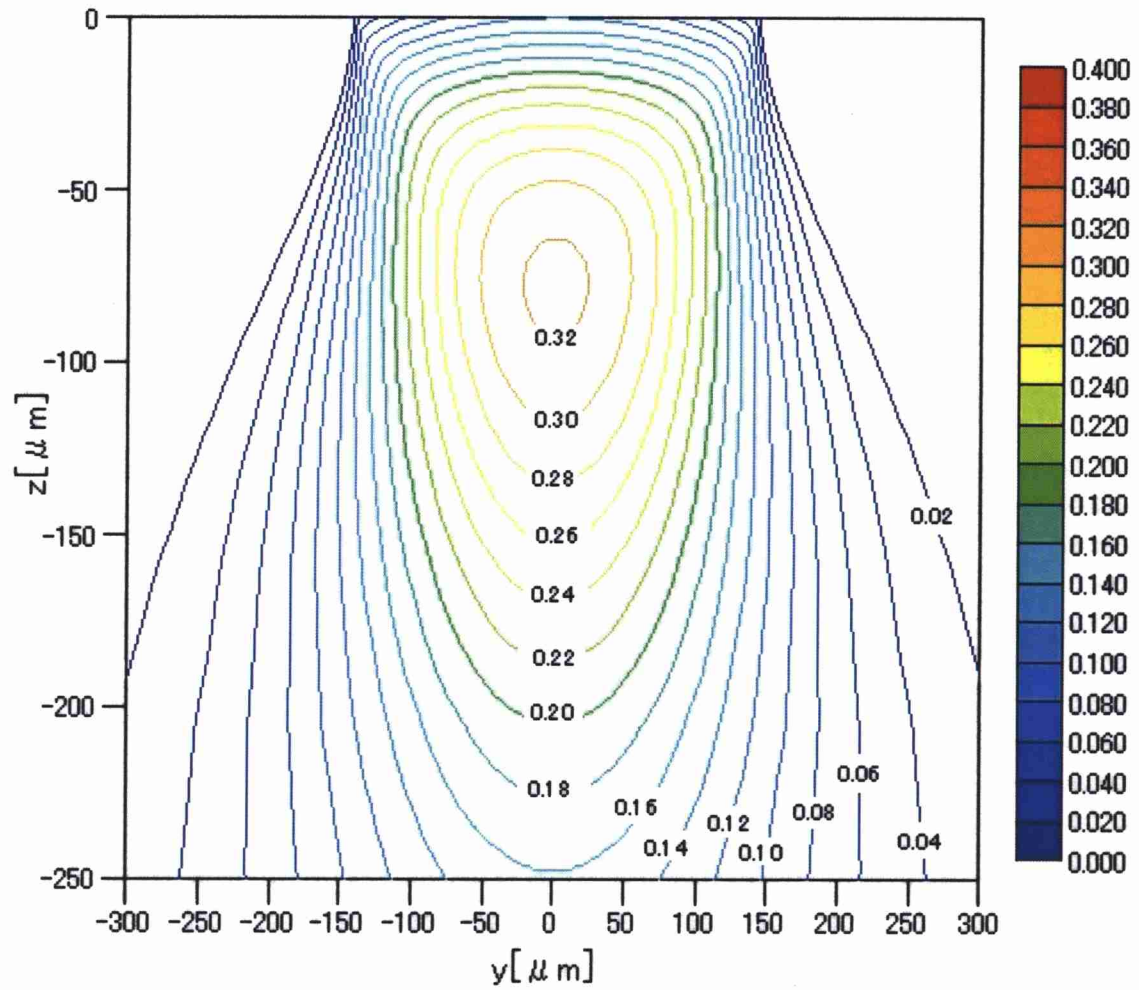


図 3.20 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 $(W=2.211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0, \Delta \tau=0.020)$

### 3. 2 外輪表面の曲率半径の影響

本節では、無次元荷重パラメータ  $W$ 、無次元速度パラメータ  $U$  および無次元材料パラメータ  $G$  を一定とし、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合についての解析結果および考察を述べる。実際の外輪では  $x$  方向および  $y$  方向とも曲率を有するが、 $x$  方向の曲率半径は  $y$  方向の曲率半径に比べて非常に小さいことから、本研究では  $x$  方向の曲率半径は無視して  $y$  方向の曲率半径のみを考慮する。従って、 $k$  の値が大きくなると、外輪表面の  $y$  方向の曲率半径は小さくなることを意味する。すなわち  $y$  方向のカーブが厳しくなることを意味する。

図 3.21 から図 3.43 で用いた無次元荷重パラメータ  $W$ 、無次元速度パラメータ  $U$  および無次元材料パラメータ  $G$  の値は以下の通りである。

$$W=2.211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835$$

ここで、図 3.21 から図 3.43 中の  $(x, y)=(0, 0)$  および  $(X, Y)=(0, 0)$  は、ヘルツ接触域中心を示す。また  $\Delta H$ ,  $\Delta \sigma$ ,  $\Delta \tau$  は、等値線の間隔を示す。

#### 3. 2. 1 油膜圧力および油膜厚さの分布

ここでは、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合に、転動体と外輪との間にある潤滑油膜内に発生する油膜圧力および油膜厚さについての解析結果を示し、考察を行う。

図 3.21(a), (b)図は、 $k=1.0$  の条件下での無次元油膜圧力および無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.22(a), (b)図は、 $k=1.5$  の条件下での無次元油膜圧力および無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.23(a), (b)図は、 $k=2.0$  の条件下での無次元油膜圧力および無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.24(a), (b), (c)は、ヘルツ接触中心を通る、 $x$  方向（転がりすべり方向）中心線上の油膜圧力、油膜厚さおよび接触域付近の油膜厚さの拡大図を示す。

図 3.25(a), (b), (c)は、ヘルツ接触中心を通る、 $y$  方向中心線上の油膜圧力、油膜厚さおよび接触域付近の油膜厚さの拡大図を示す。

外輪の曲率半径が小さく（ $k$  が大きく）なると、 $x$  方向には接触域が狭くなるのに対し、 $y$  方向には接触域は広くなることがわかる。油膜圧力が発生する領域は、 $x$  方向には狭くなるのに対し、 $y$  方向には広くなり、油膜圧力の最大値は小さくなることがわかる。

外輪の曲率半径が小さく（ $k$  が大きく）なると、油膜厚さの平行部領域は  $x$  方向には狭くなるのに対して、 $y$  方向には広くなることがわかる。従ってヘルツ接触中心からみて  $y$  方向のより外側で最小油膜を形成するような分布となることがわかる。

図 3.26 は、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合における最小油膜厚さを、(2.40)式に示される Dowson-Hamrock の最小油膜厚さ算出式より得た値と本研究により算出した値で示したものである。この図より、外輪の曲率半径が小さく（ $k$  が大きく）なると最小油膜厚さは大きくなることがわかる。

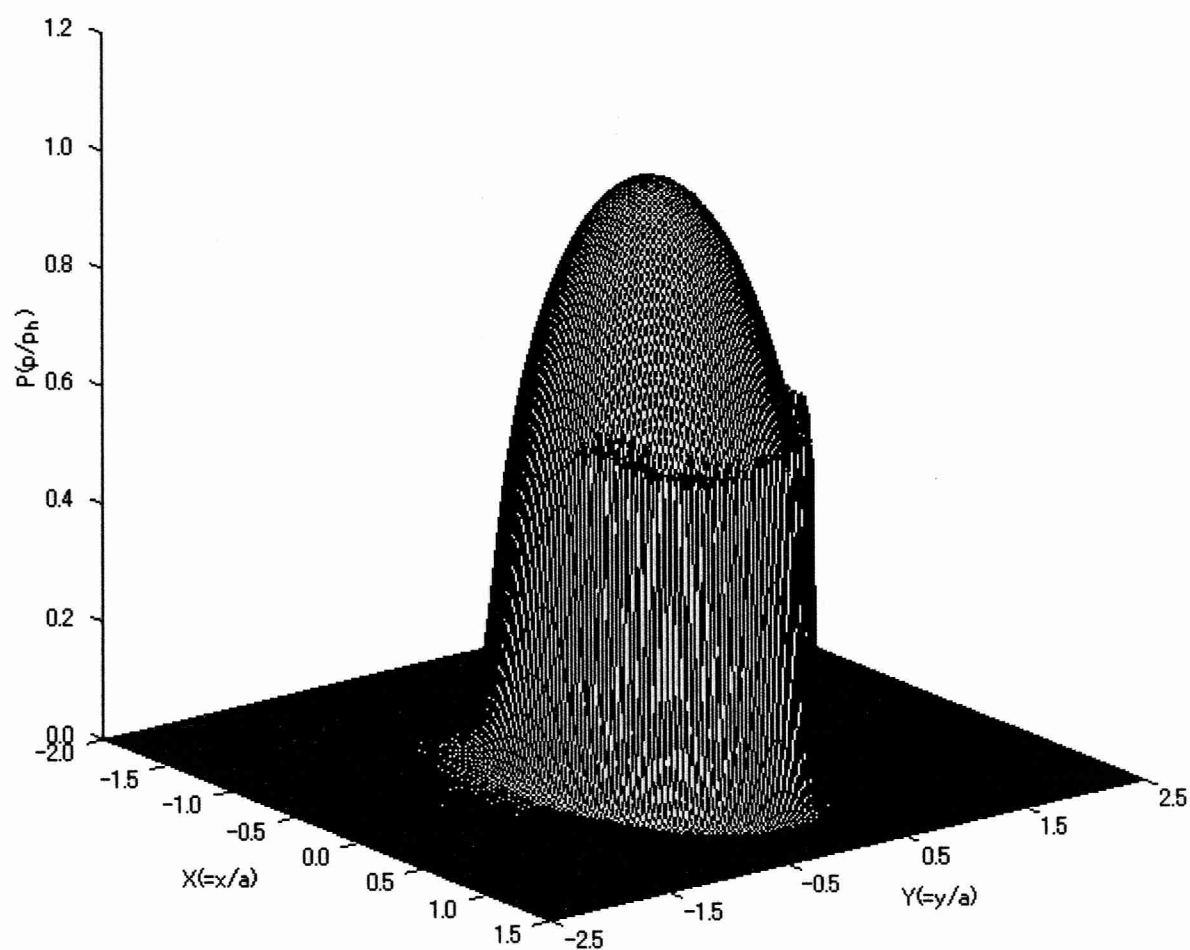


図 3.21(a) 油膜圧力の分布  
 $(W=2.211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0 (a=165.72[\mu \text{ m}], p_h=1.04[\text{GPa}]))$

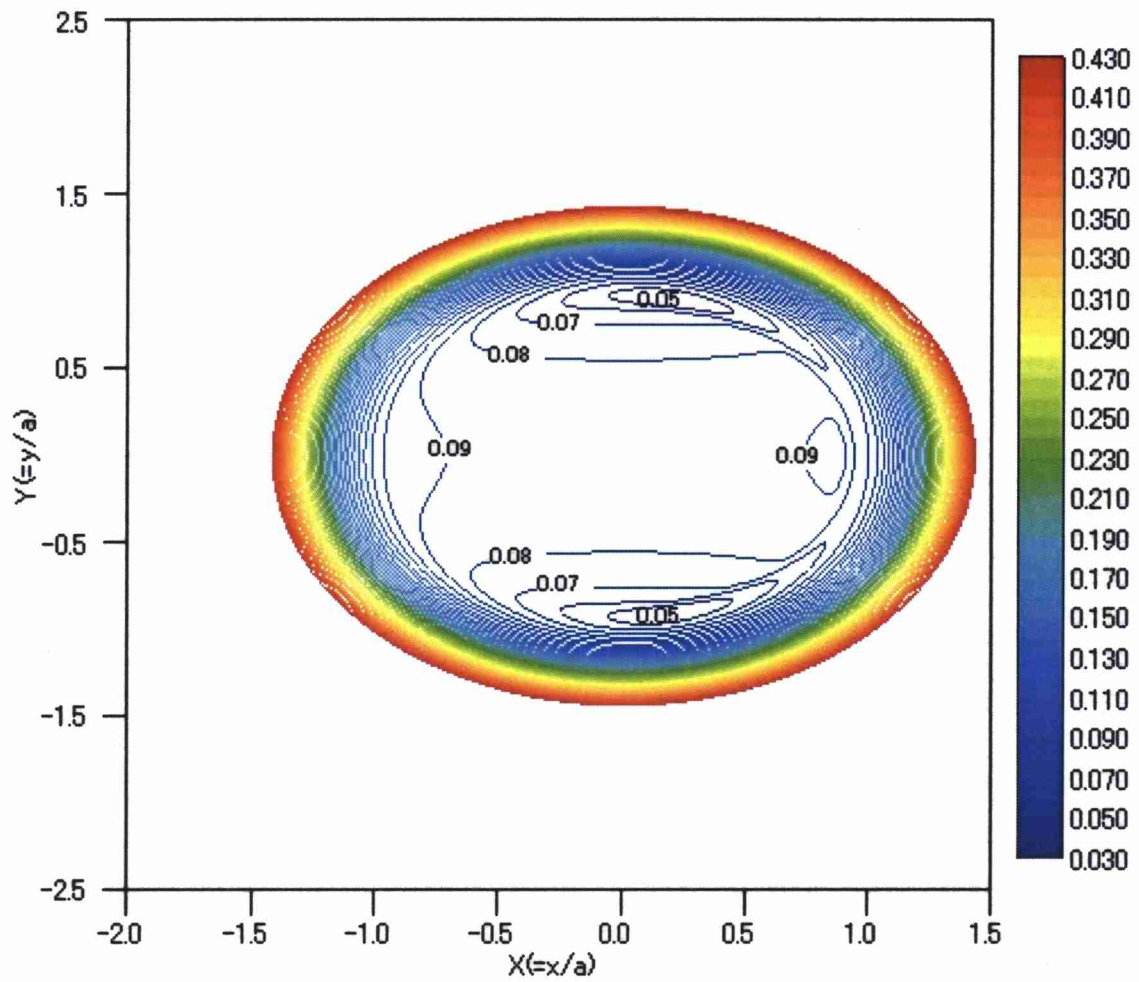


図 3.21(b) 油膜厚さの分布  
 $(W=2,211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0, \Delta H=0.01)$   
 $(a=165.72[\mu\text{m}], p_h=1.04[\text{GPa}])$

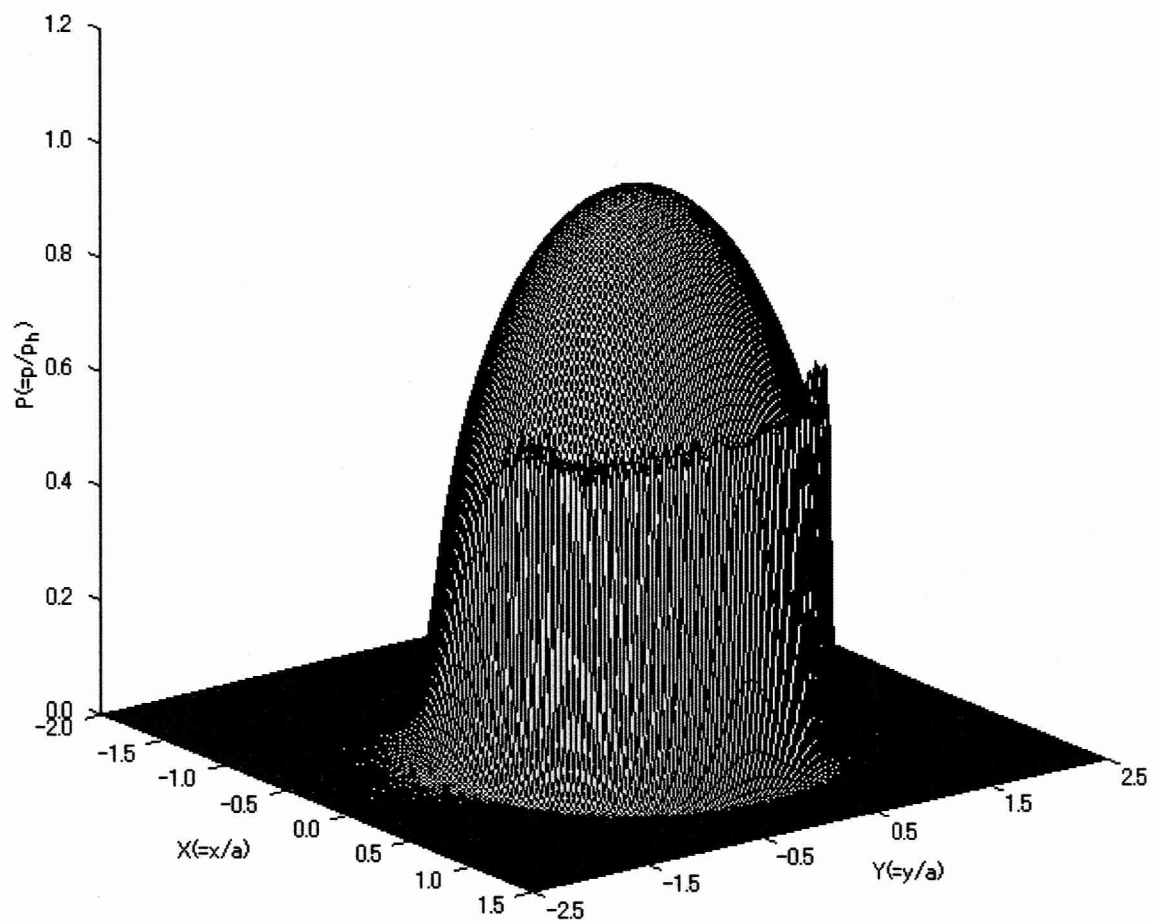


図 3.22(a) 油膜圧力の分布

( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.5$  ( $a=148.63[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.86[\text{GPa}]$ ))



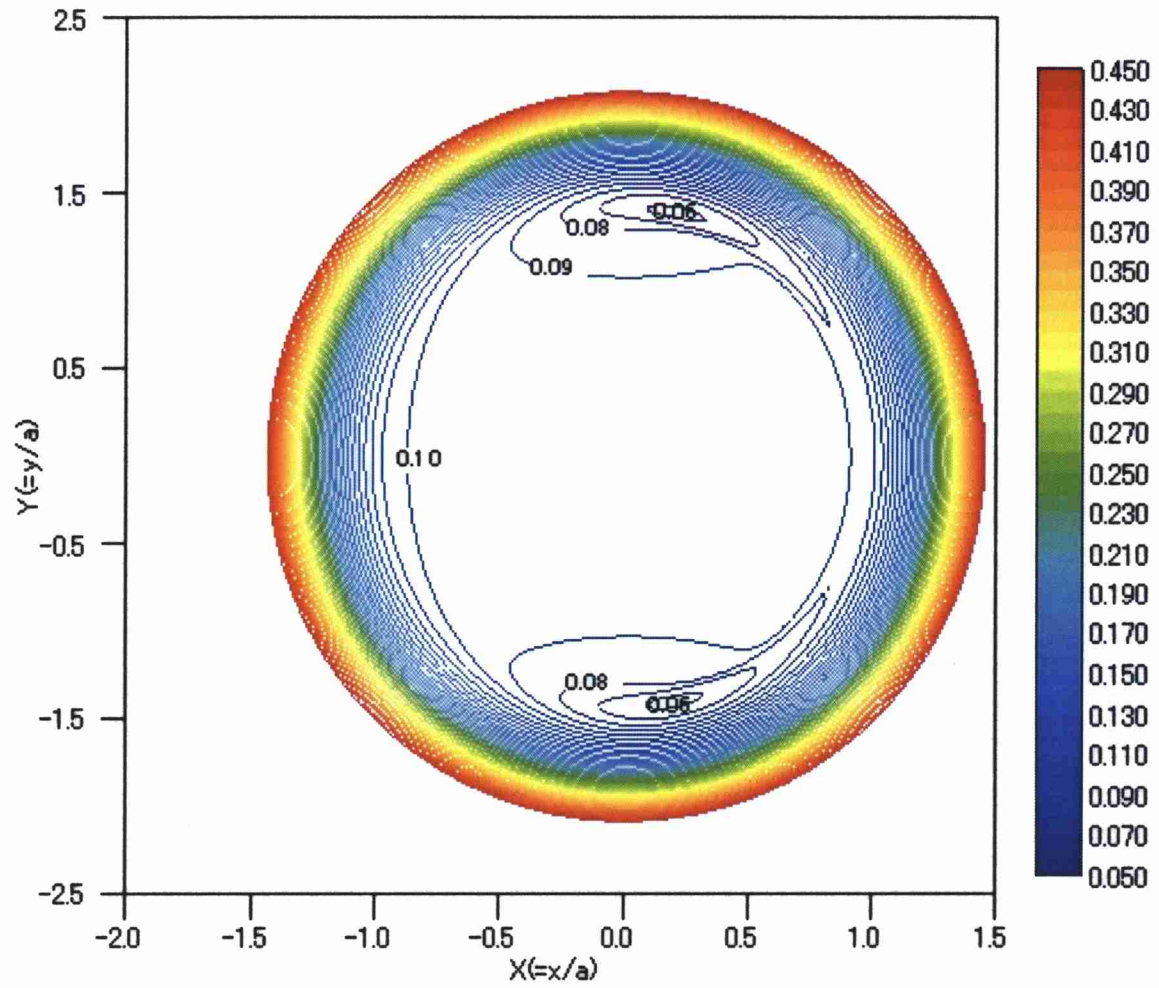


図 3.22(b) 油膜厚さの分布  
 $(W=2,211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.5, \Delta H=0.01)$   
 $(a=148.63[\mu\text{m}], p_h=0.86[\text{GPa}])$



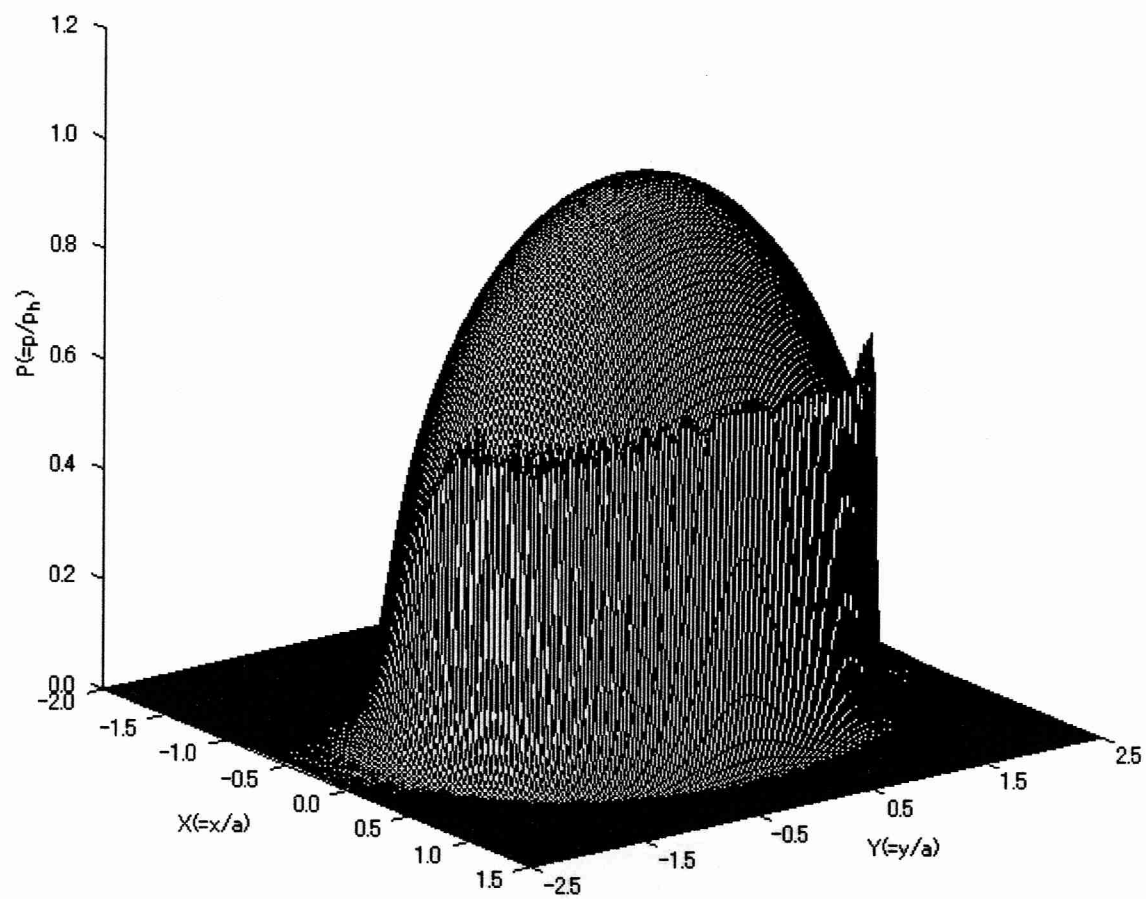


図 3.23(a) 油膜圧力の分布

( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$  ( $a=137.07[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.76[\text{GPa}]$ ))

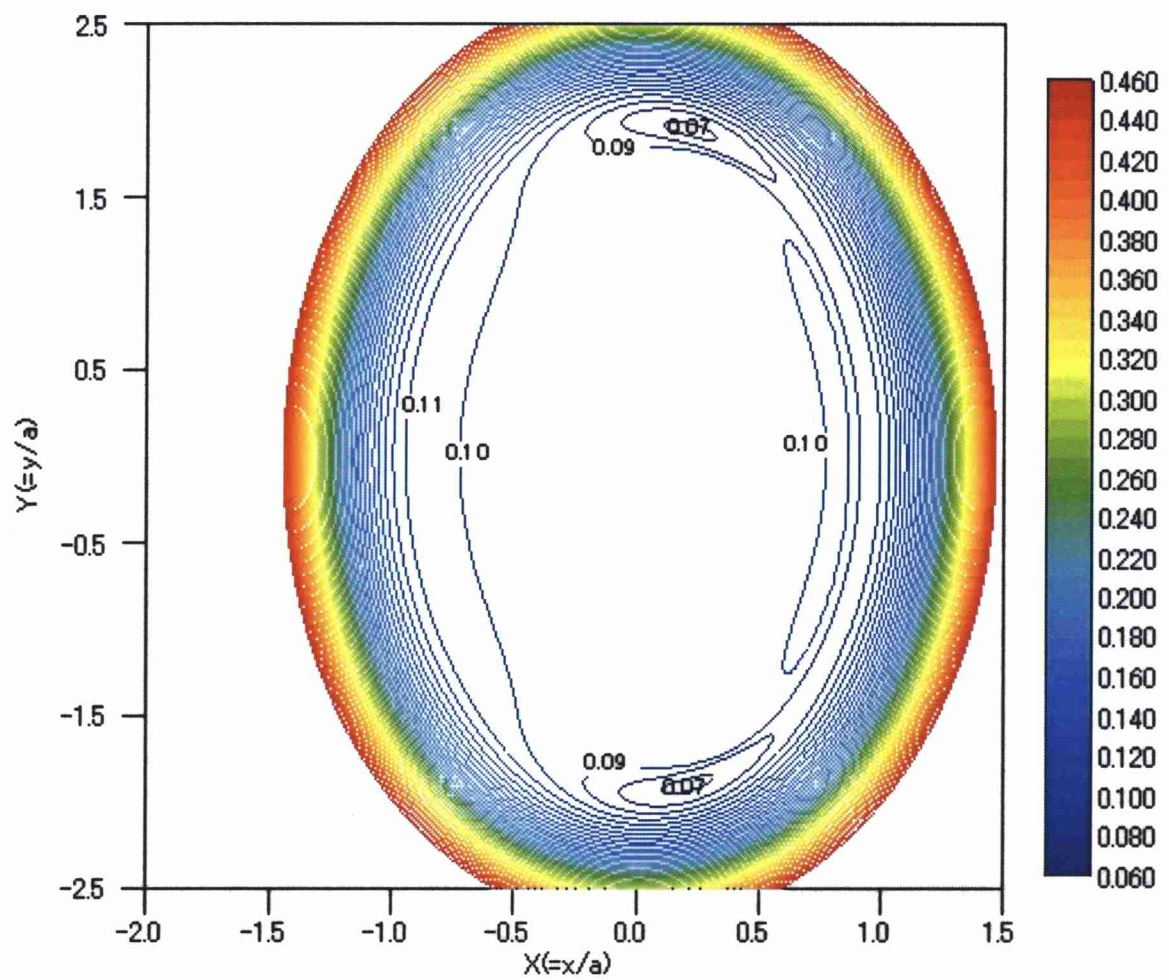


図 3.23(b) 油膜厚さの分布

( $W=2,211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=137.07[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.76[\text{GPa}]$ )

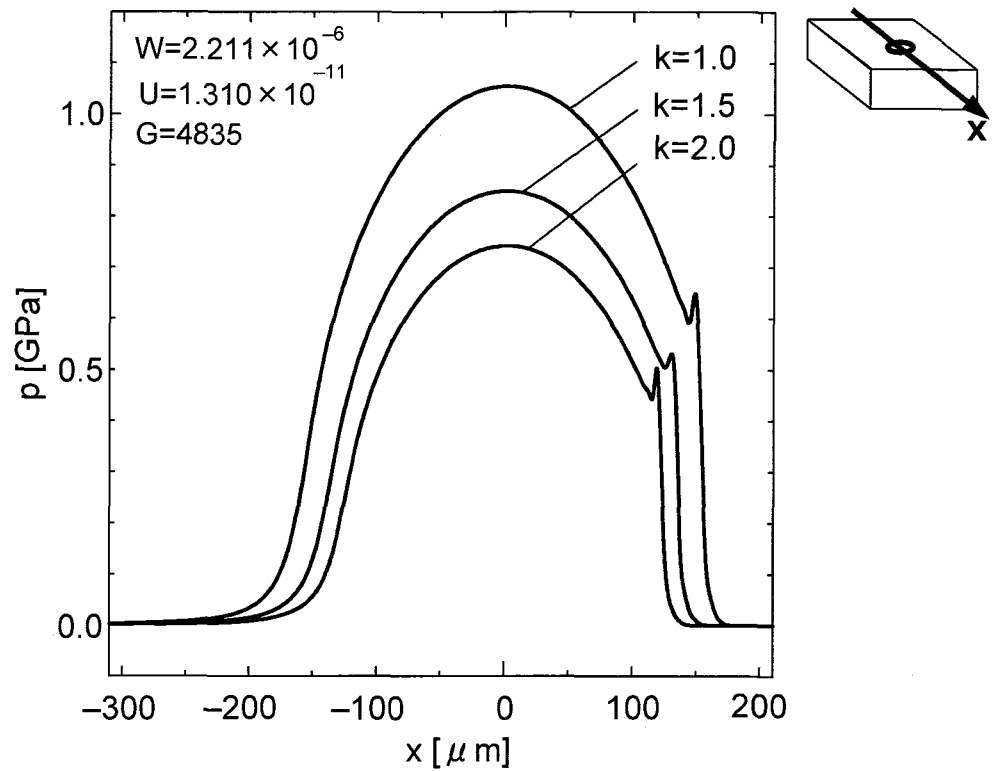


図 3.24(a) 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における油膜圧力の分布  
 $(W=2,211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835)$

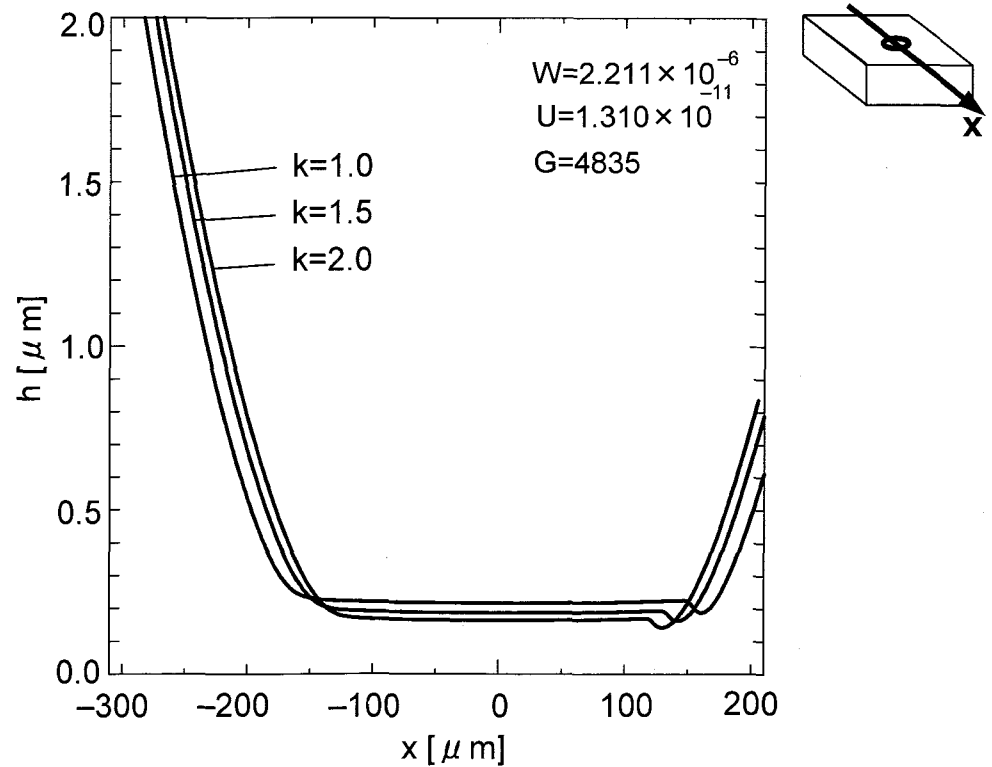


図 3.24(b) 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における油膜厚さの分布  
 $(W=2,211 \times 10^{-6}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835)$

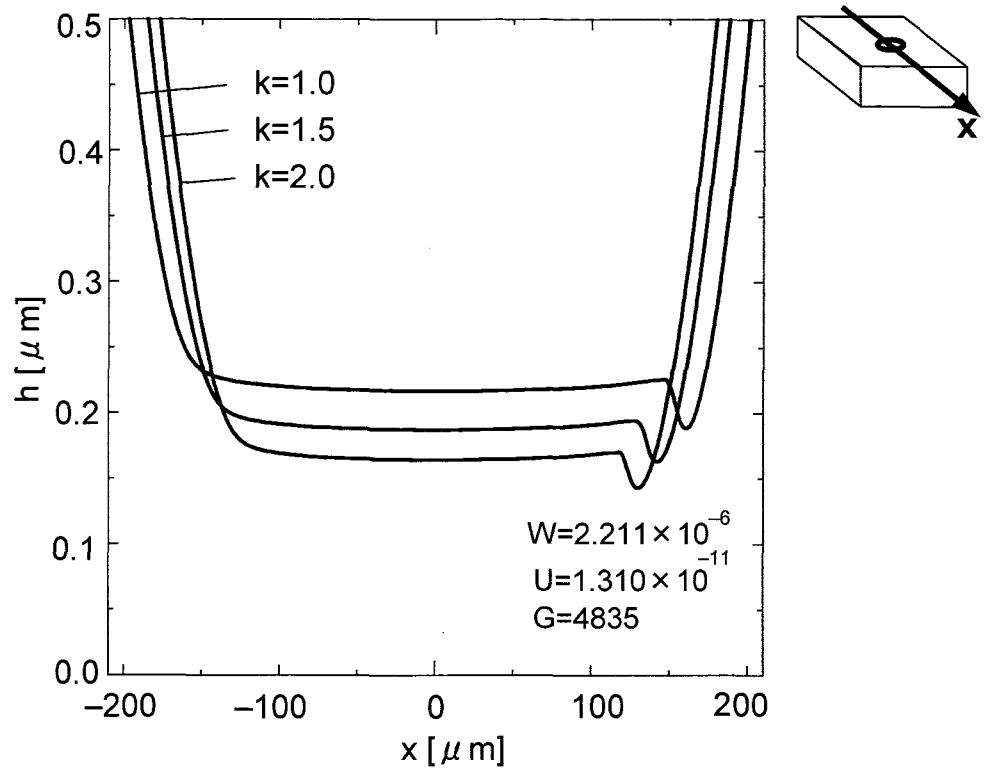


図 3.24(c) 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における油膜厚さの分布  
(接触域付近の拡大図)

( $W=2,211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ )

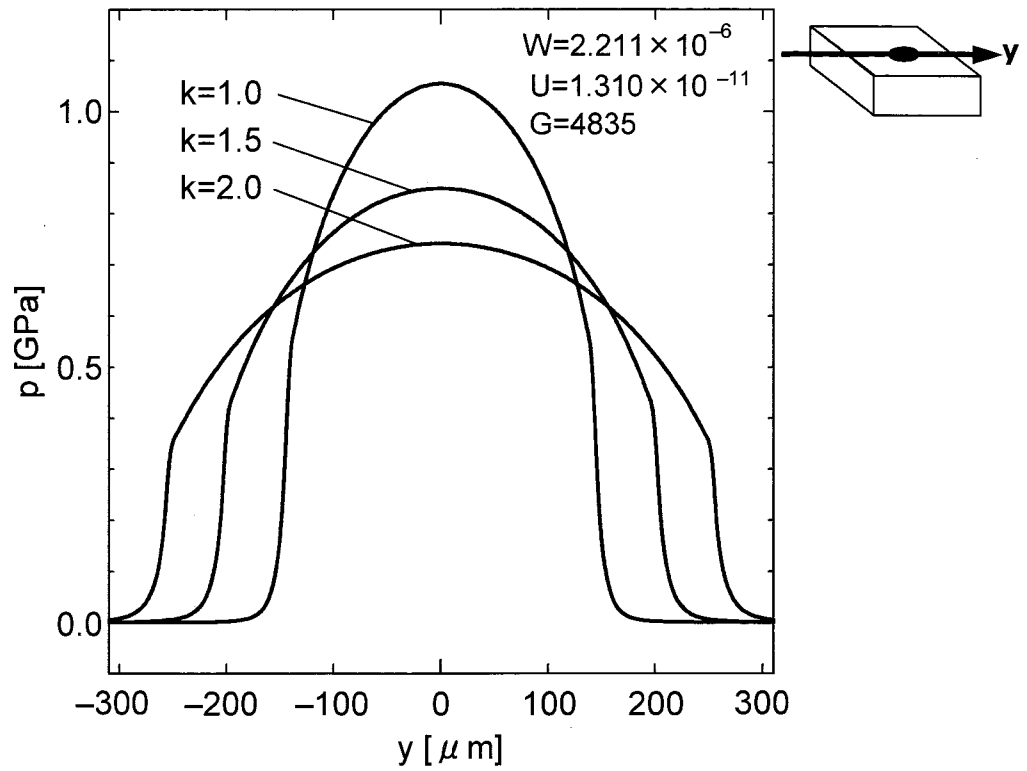


図 3.25(a) 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における油膜圧力の分布  
( $W=2,211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ )

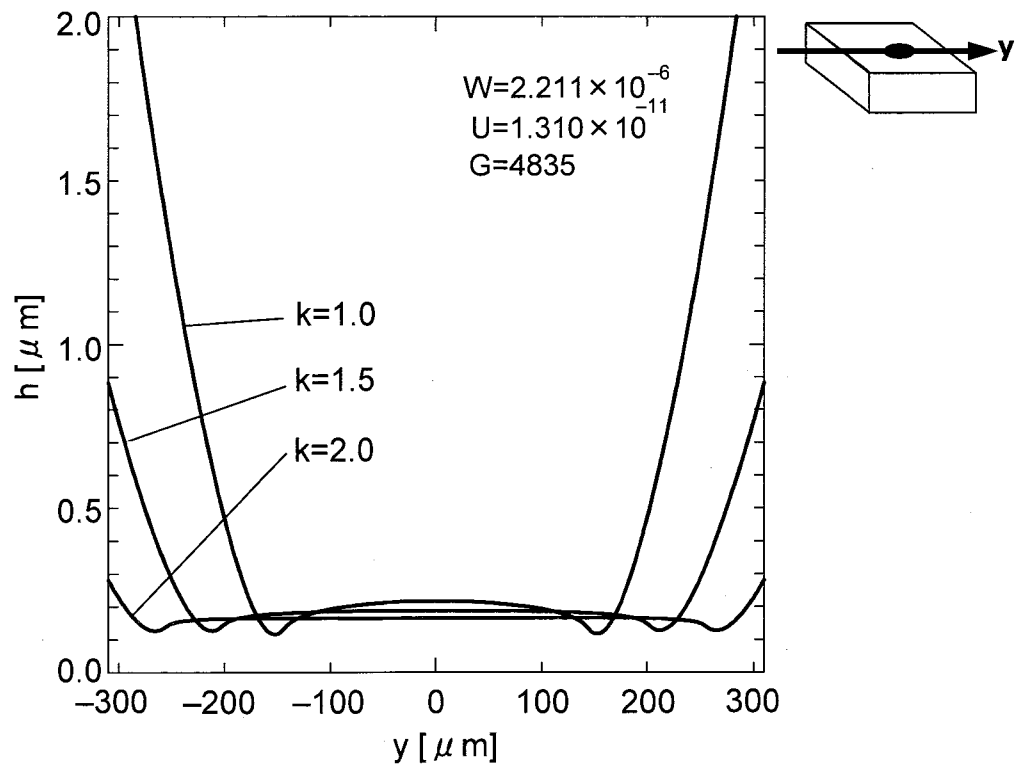


図 3.25(b) 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における油膜厚さの分布  
( $W=2,211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ )

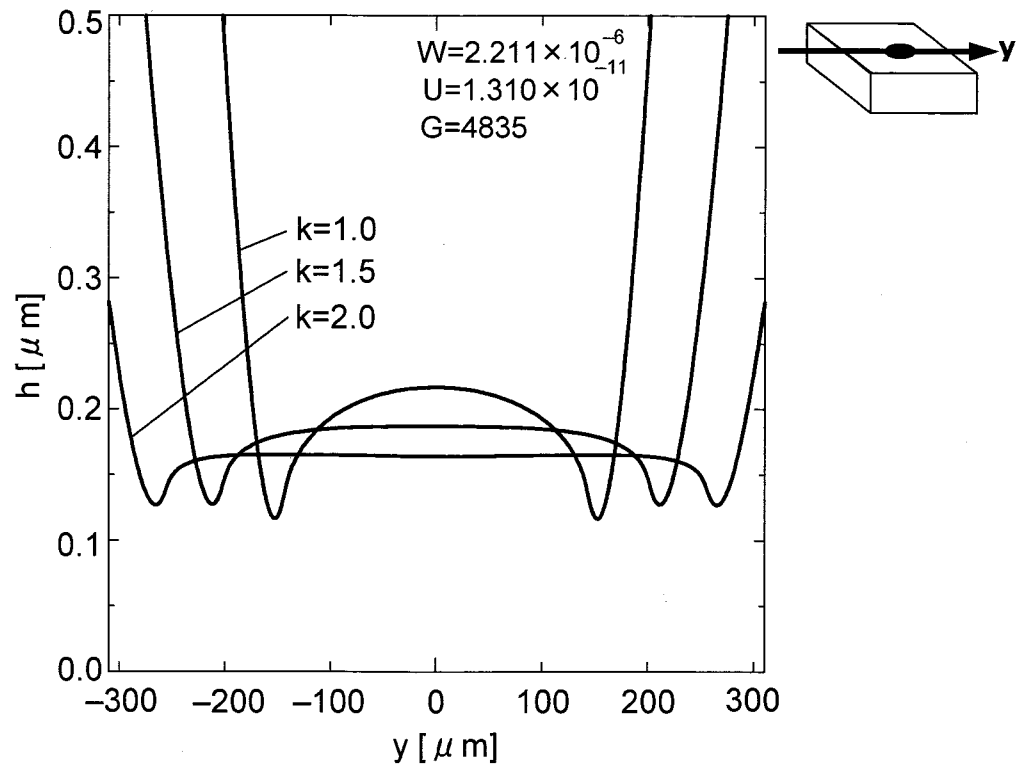


図 3.25(c) 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における油膜厚さの分布  
(接触域付近の拡大図)

( $W=2,211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ )

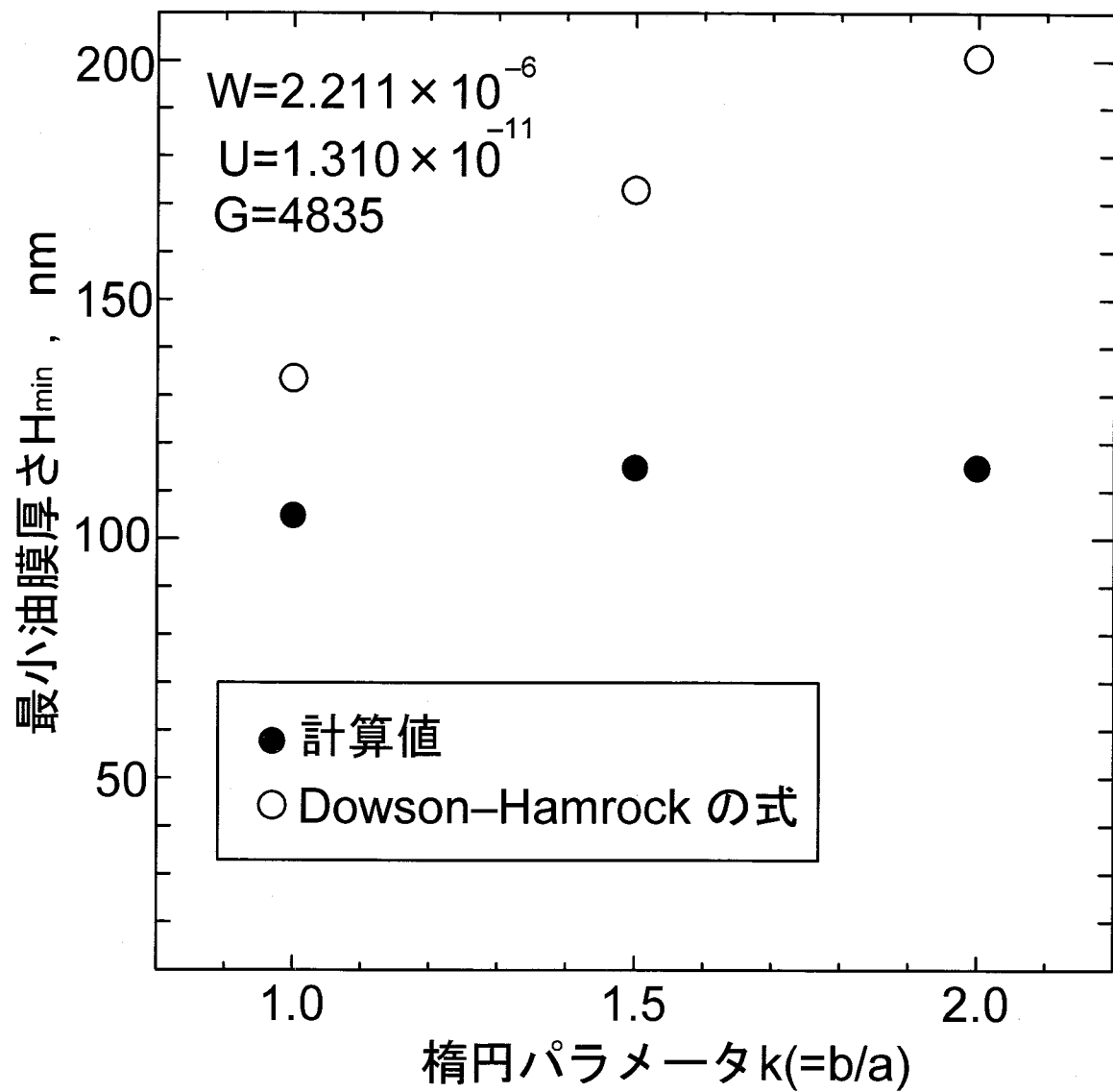


図 3.26 外輪の曲率半径を変化 ( $k$  を変化) させた場合における最小油膜厚さの分布  
 ( $W=2,211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ )

### 3. 2. 2 主応力の最大値

ここでは、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合に外輪に生じる主応力  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の最大値についての解析結果を示し、考察を行う。

図 3.27 は、 $W=2.211 \times 10^{-6}$ 、 $U=1.310 \times 10^{-11}$ 、 $G=4835$  の条件下における外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）と主応力  $\sigma$  の最大値（絶対値）との関係を示す。またその最大値が生じている要素の節点  $a$ （図 2.9(b)）の座標（ヘルツ接触部中心からの距離）を表 3.8 から表 3.10 にそれぞれ示す。

外輪の曲率半径が小さく（ $k$  を大きく）なると、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の最大値は共に小さくなることがわかる。これは外輪の曲率半径が小さく（ $k$  を大きく）なると、3.2.1 節で示したように油膜圧力の発生域が広くなるのに対して、油膜圧力の最大値が小さくなる。そのため外輪表面の単位面積あたりに負荷される外力が小さくなるためだと考えられる。

表 3.8  $\sigma_x$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$z$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
1.0	-4.14	0.00	0.00
1.5	-3.72	0.00	0.00
2.0	-3.43	0.00	0.00

表 3.9  $\sigma_y$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$z$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
1.0	-4.14	0.00	0.00
1.5	-3.72	0.00	0.00
2.0	-3.43	0.00	0.00

表 3.10  $\sigma_z$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$z$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
1.0	-4.14	0.00	0.00
1.5	-3.72	0.00	0.00
2.0	-3.43	0.00	0.00



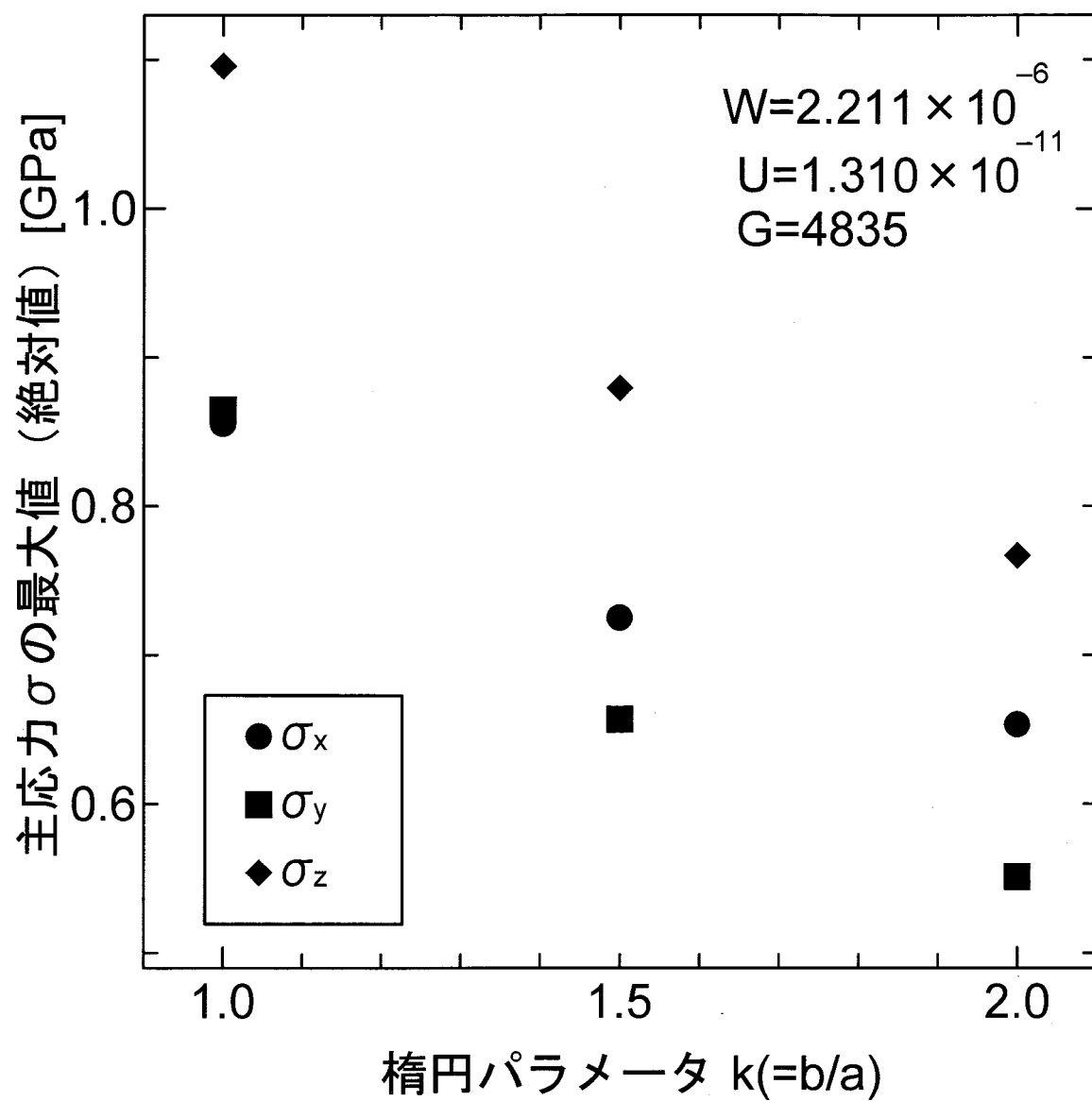


図 3.27 外輪の曲率半径(楕円パラメータ  $k$ )と主応力の最大値との関係

### 3. 2. 3 主応力の分布

ここでは、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合に外輪に生じる主応力  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の分布についての解析結果を示し、考察を行う。

3.2.2 節で、主応力  $\sigma_z$  の最大値が一番大きく、また主応力の最大値は表面に一番近い要素で生じていることを示した。そこで表面上にある要素内で生じる主応力  $\sigma_z$  の分布を以下に示し、考察を述べる。

図 3.28、図 3.29 および図 3.30 は、 $k=1.0(a=165.72[\mu\text{ m}])$ 、 $k=1.5(a=148.63[\mu\text{ m}])$  および  $k=2.0(a=137.07[\mu\text{ m}])$  の条件下における表面に一番近い要素の主応力  $\sigma_x$  の分布をそれぞれ示す。

外輪の曲率半径が小さく（ $k$  を大きく）になると、 $\sigma_z$  は小さくなることがわかる。

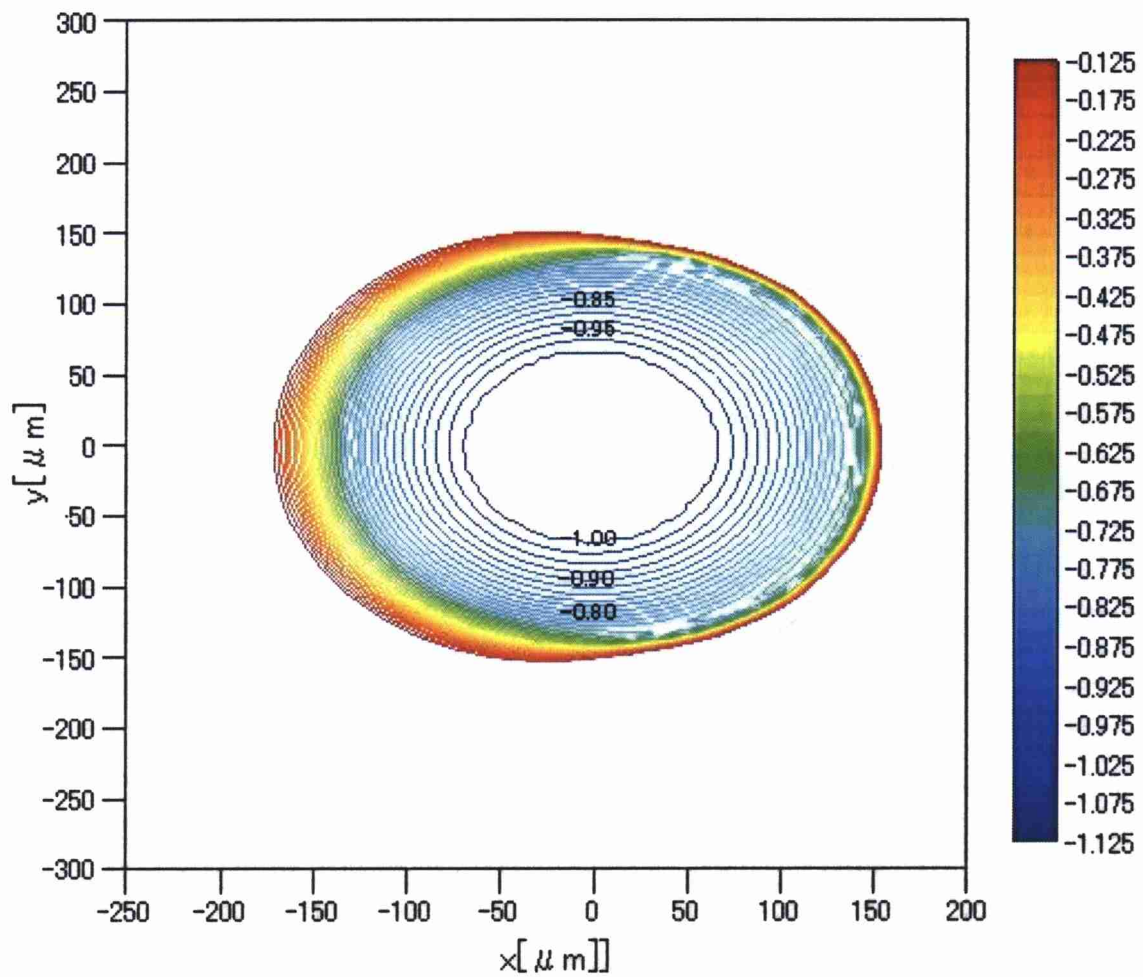


図 3.28 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \sigma=0.025$ )

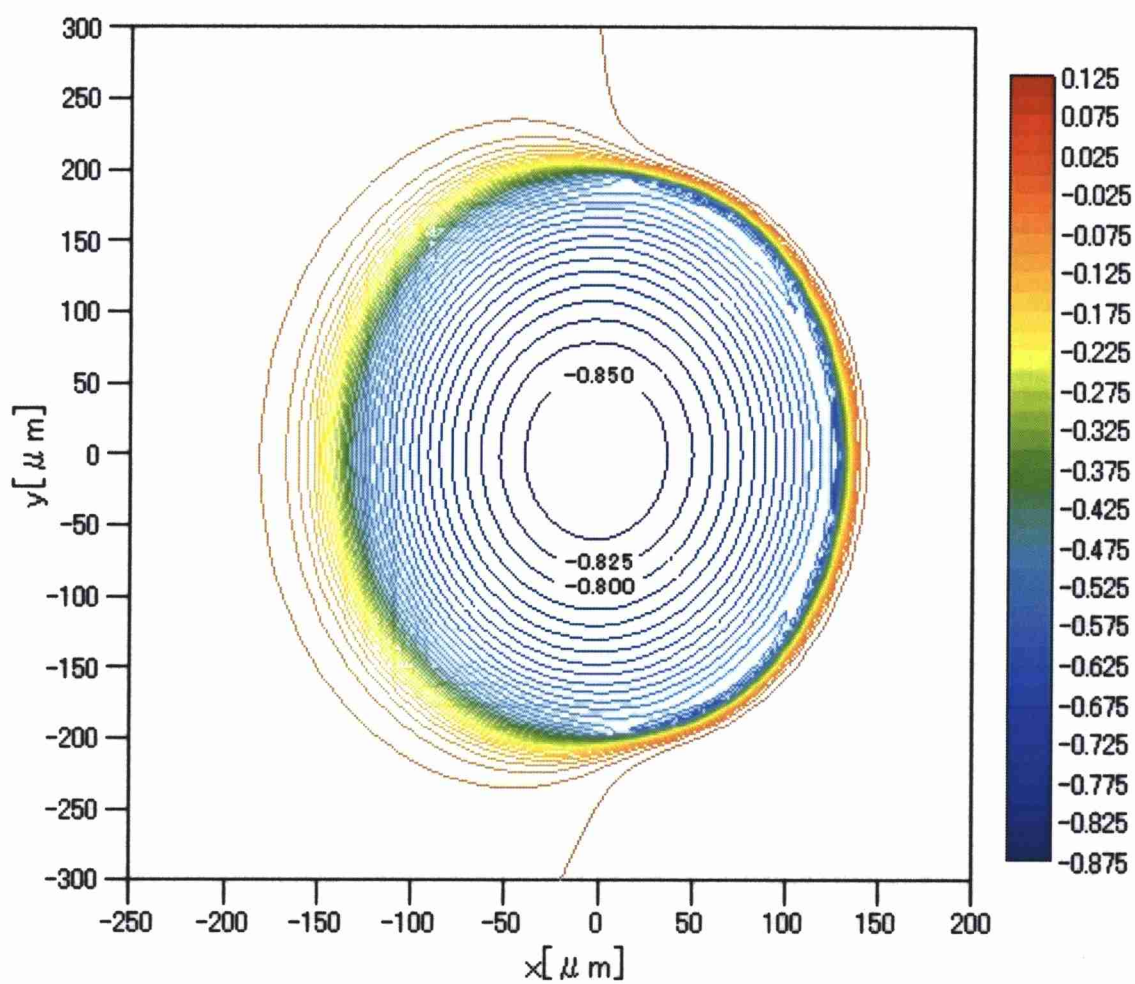


図 3.29 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.5$ ,  $\Delta \sigma = 0.025$ )

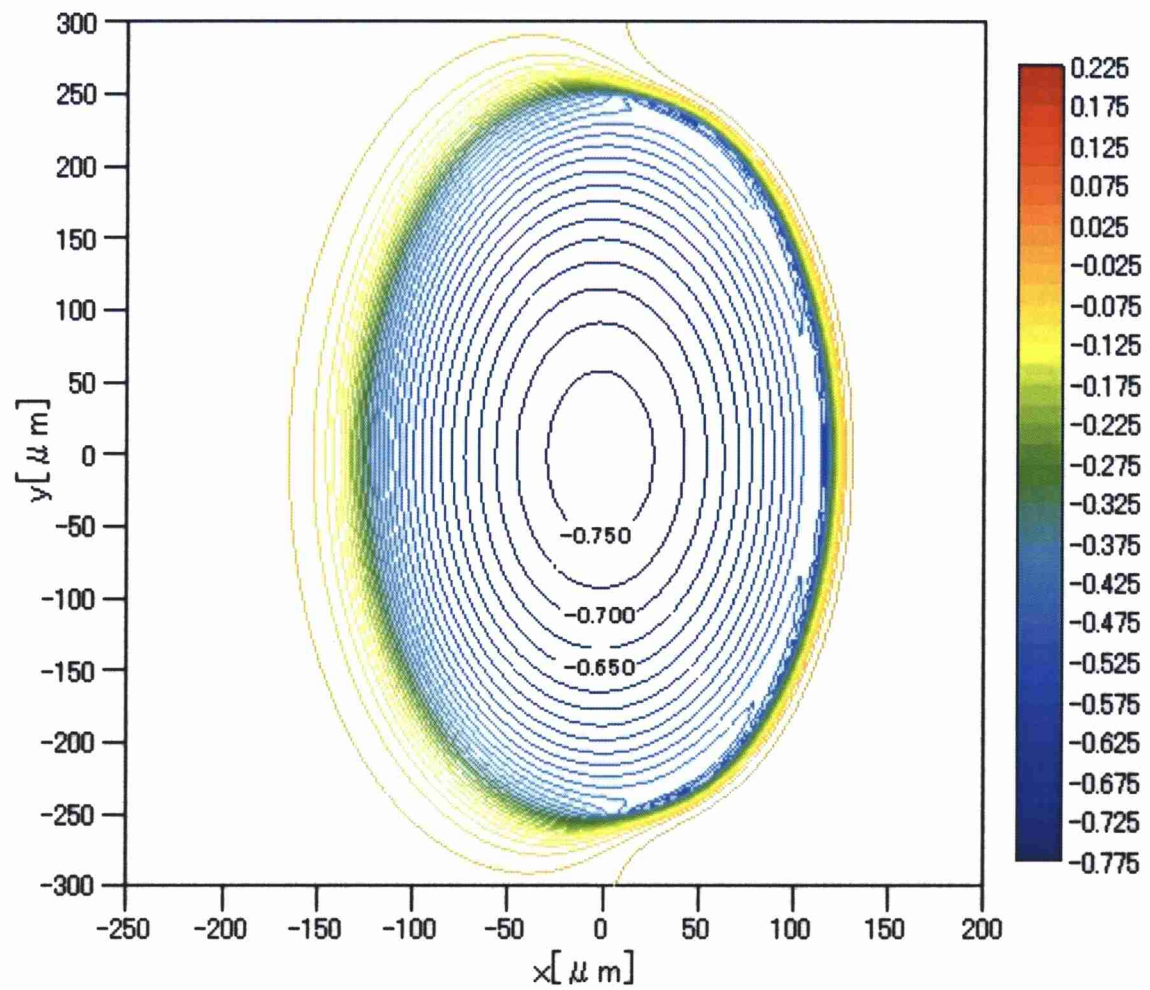


図 3.30 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$ ,  $\Delta \sigma=0.025$ )

### 3. 2. 4 せん断応力の最大値

ここでは、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合に外輪に生じる最大せん断応力  $\tau_{max}$  とせん断応力  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$  および  $\tau_{zx}$  の最大値についての解析結果を示し、考察を行う。

図 3.31 は、 $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$  の条件下における外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）とせん断応力  $\tau$  の最大値（絶対値）との関係を示す。またその最大値が生じている要素の節点  $a$ （図 2.9(b)）の座標（ヘルツ接触部中心からの距離）を表 3.11 から表 3.14 にそれぞれ示す。

外輪の曲率半径が小さく（ $k$  を大きく）なると  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{max}$  の最大値は共に大きくなることがわかる。また表 3.14 より、外輪の曲率半径が小さく（ $k$  を大きく）なると、 $\tau_{max}$  の最大値の発生位置はより材料内部の深い位置にある要素へと移動することがわかる。

表 3.11  $\tau_{xy}$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu m$ ]	$y$ 座標 [ $\mu m$ ]	$z$ 座標 [ $\mu m$ ]
1.0	116.00	107.72	0.00
1.5	89.18	167.21	0.00
2.0	75.39	222.74	0.00

表 3.12  $\tau_{yz}$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu m$ ]	$y$ 座標 [ $\mu m$ ]	$z$ 座標 [ $\mu m$ ]
1.0	16.57	132.58	-47.22
1.5	14.86	-193.22	-46.54
2.0	10.28	-243.30	-50.65

表 3.13  $\tau_{zx}$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu m$ ]	$y$ 座標 [ $\mu m$ ]	$z$ 座標 [ $\mu m$ ]
1.0	140.86	0.00	-47.22
1.5	126.34	0.00	-50.73
2.0	116.51	0.00	-50.65

表 3.14  $\tau_{max}$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

$k$	$x$ 座標 [ $\mu m$ ]	$y$ 座標 [ $\mu m$ ]	$z$ 座標 [ $\mu m$ ]
1.0	0.00	0.00	-79.16
1.5	0.00	0.00	-82.88
2.0	0.00	0.00	-84.16

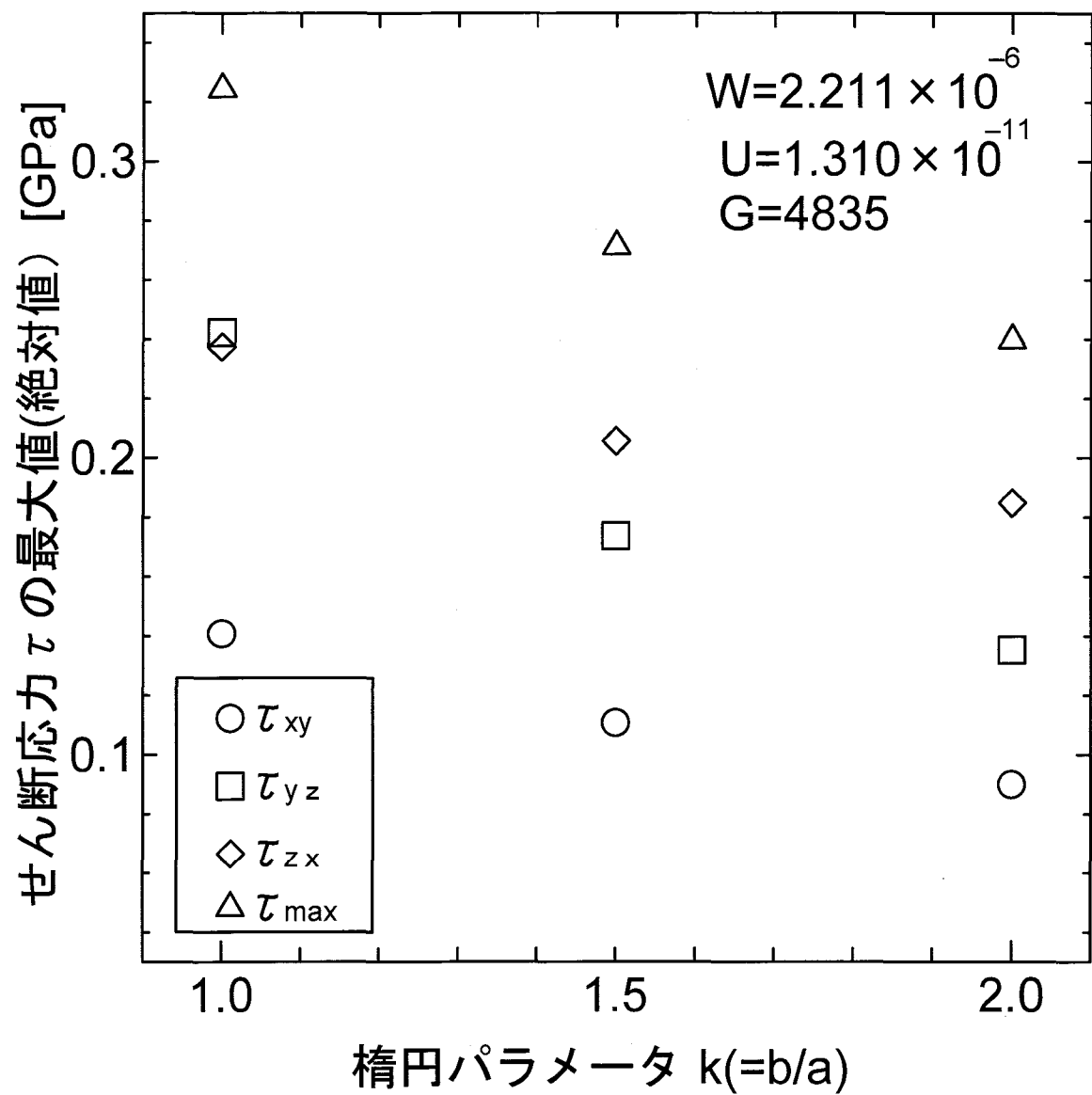


図 3.31 外輪の曲率半径(楕円パラメータ  $k$ )とせん断応力の最大値との関係

### 3. 2. 5 セン断応力の分布

ここでは、外輪の曲率半径（楕円パラメータ  $k$ ）を変化させた場合に外輪に生じるせん断応力  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および最大せん断  $\tau_{max}$  の応力分布についての解析結果を示し、考察を行う。

3.2.4 節で、せん断応力  $\tau_{max}$  の最大値が一番大きく、またせん断応力および最大せん断応力の最大値は外輪内部の要素で生じていることを示した。そこで外輪内部にある要素内で生じるせん断応力および最大せん断応力の分布を示し、考察を行う。

図 3.32, 図 3.33 は、 $k=1.0(a=165.72[\mu m])$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示したものである。

図 3.34, 図 3.35 は、 $k=1.0(a=165.72[\mu m])$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示したものである。

図 3.36, 図 3.37,  $k=1.5(a=148.63[\mu m])$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.38, 図 3.39,  $k=1.5(a=148.63[\mu m])$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.40, 図 3.41,  $k=2.0(a=137.07[\mu m])$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.42, 図 3.43,  $k=2.0(a=137.07[\mu m])$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示す。

外輪の曲率半径が小さく（ $k$  が大きく）になると、 $\tau_{zx}$  および  $\tau_{max}$  のピーク値はそれぞれ小さくなることがわかる。すなわち外輪内部で生じるせん断応力が小さくなることがわかる。またピークはより深い位置にある要素で生じることがわかる。



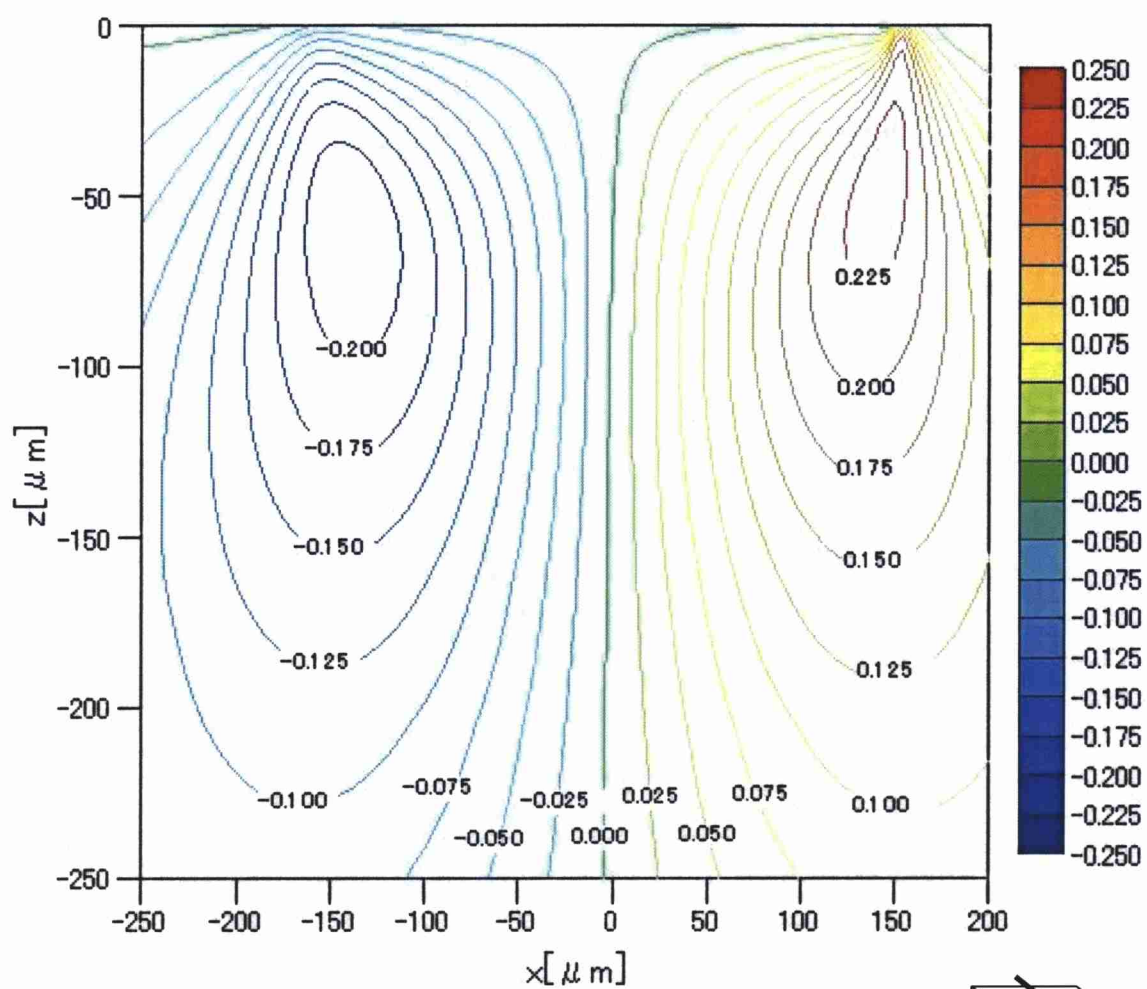


図 3.32 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]

( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.025$ )

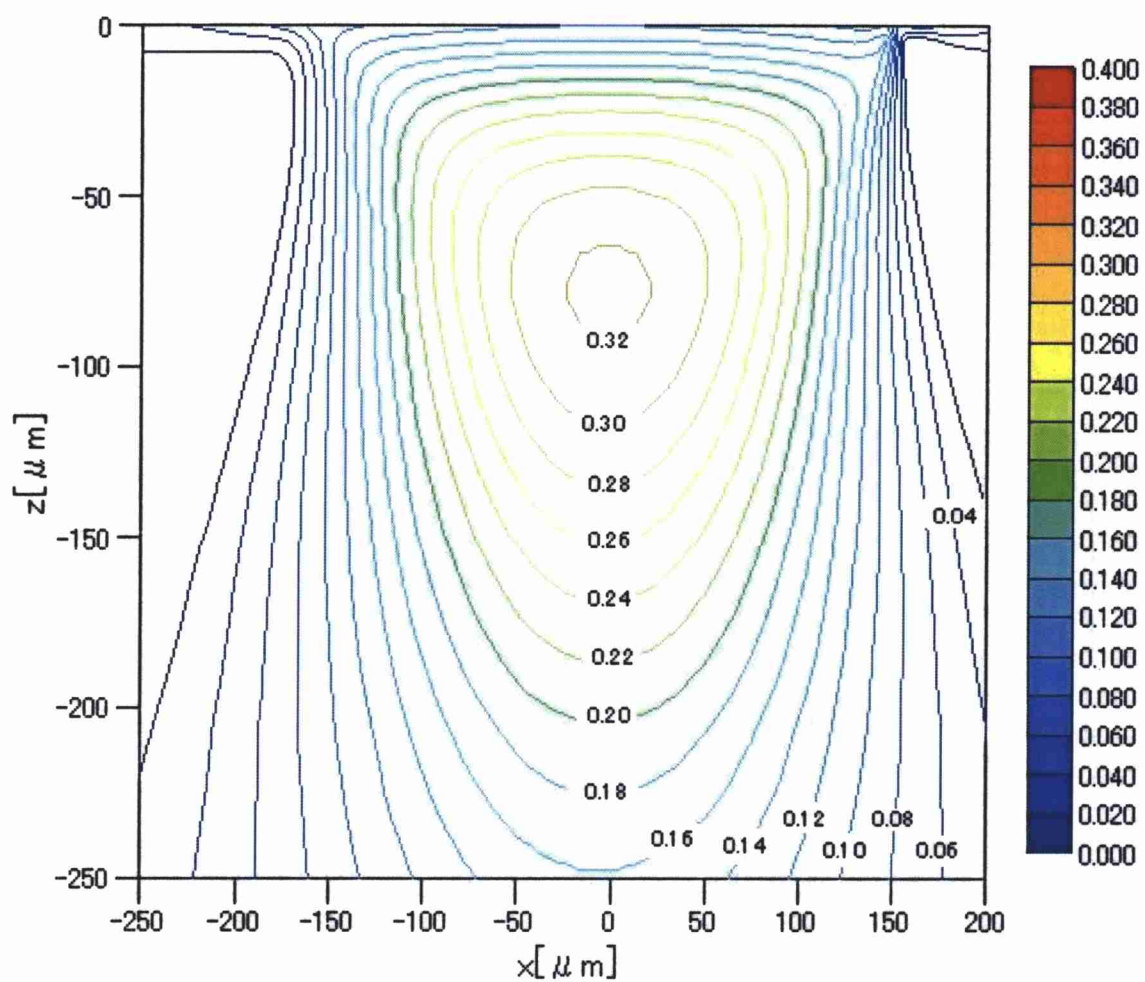
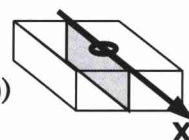


図 3.33 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



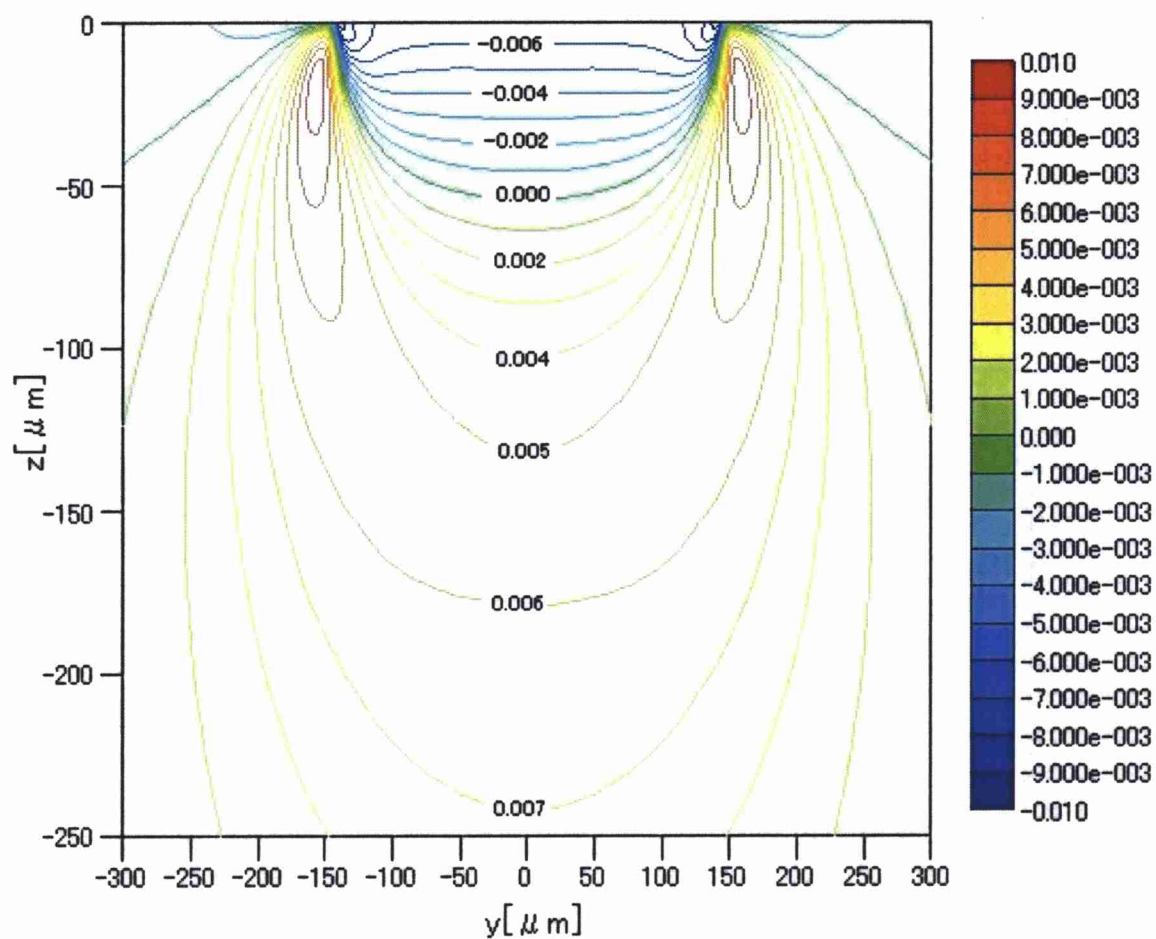
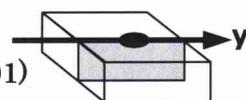


図 3.34 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.001$ )



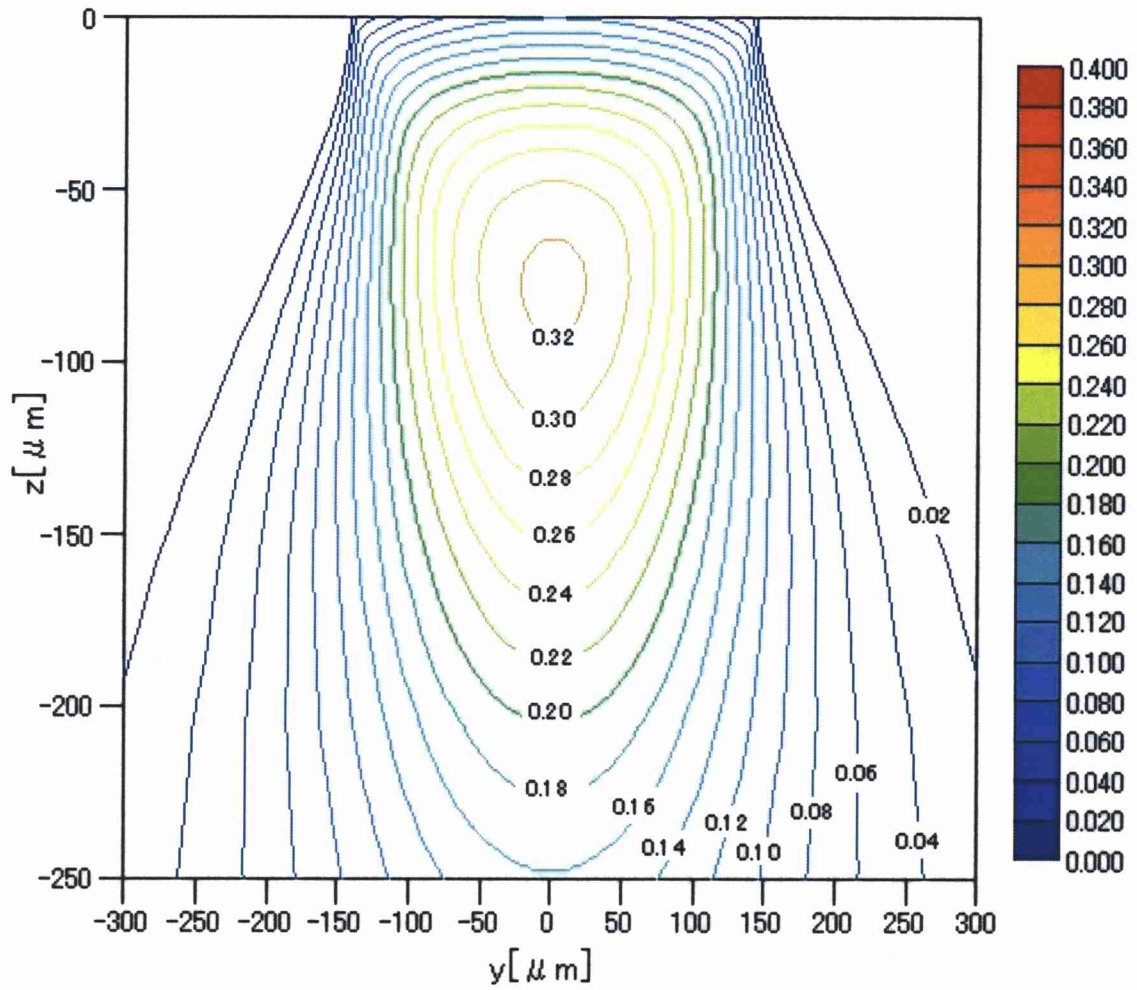
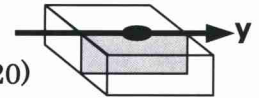


図 3.35 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



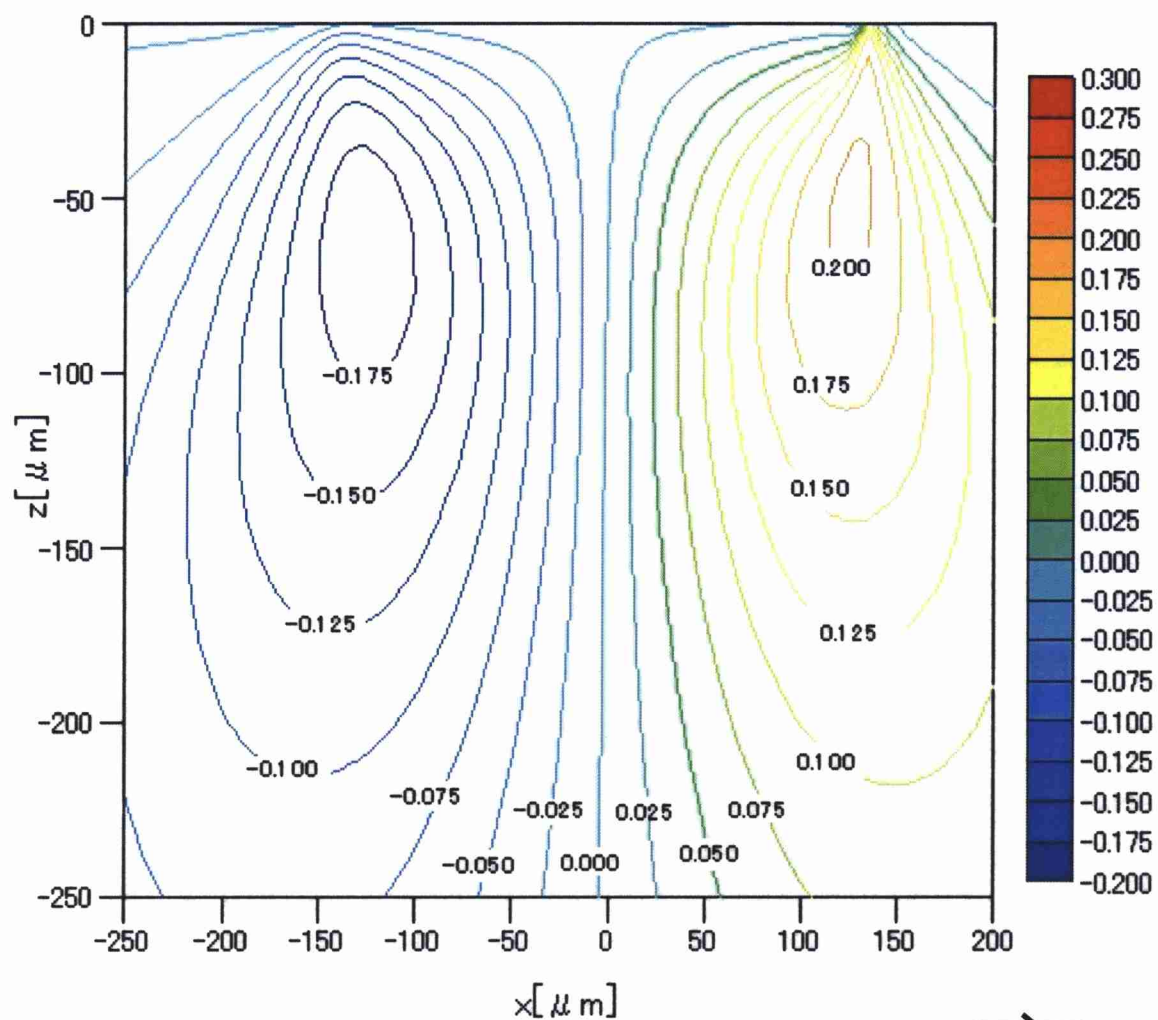


図 3.36 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.5$ ,  $\Delta \tau=0.025$ )



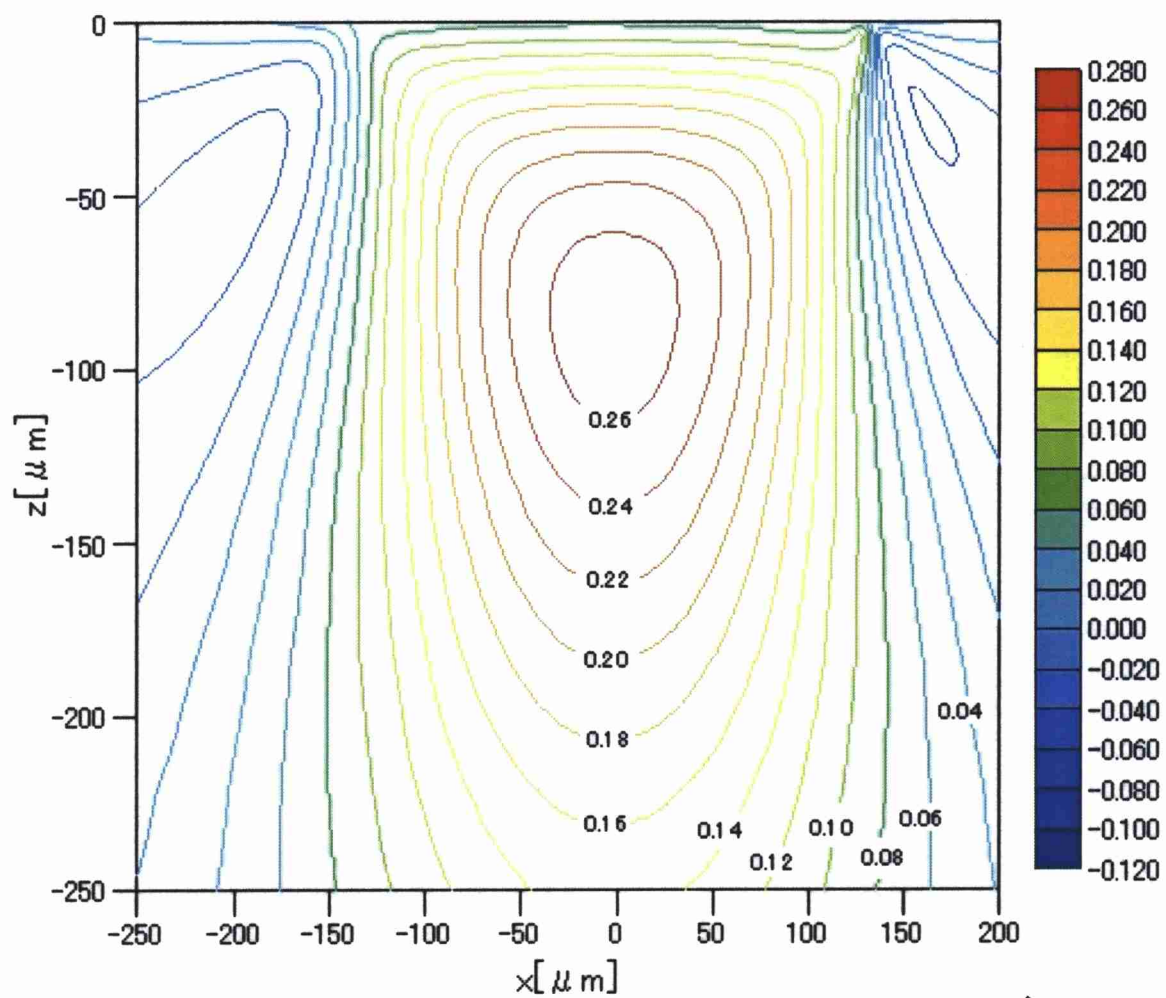
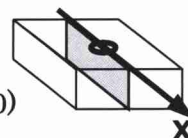


図 3.37 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.5$ ,  $\Delta \tau = 0.020$ )



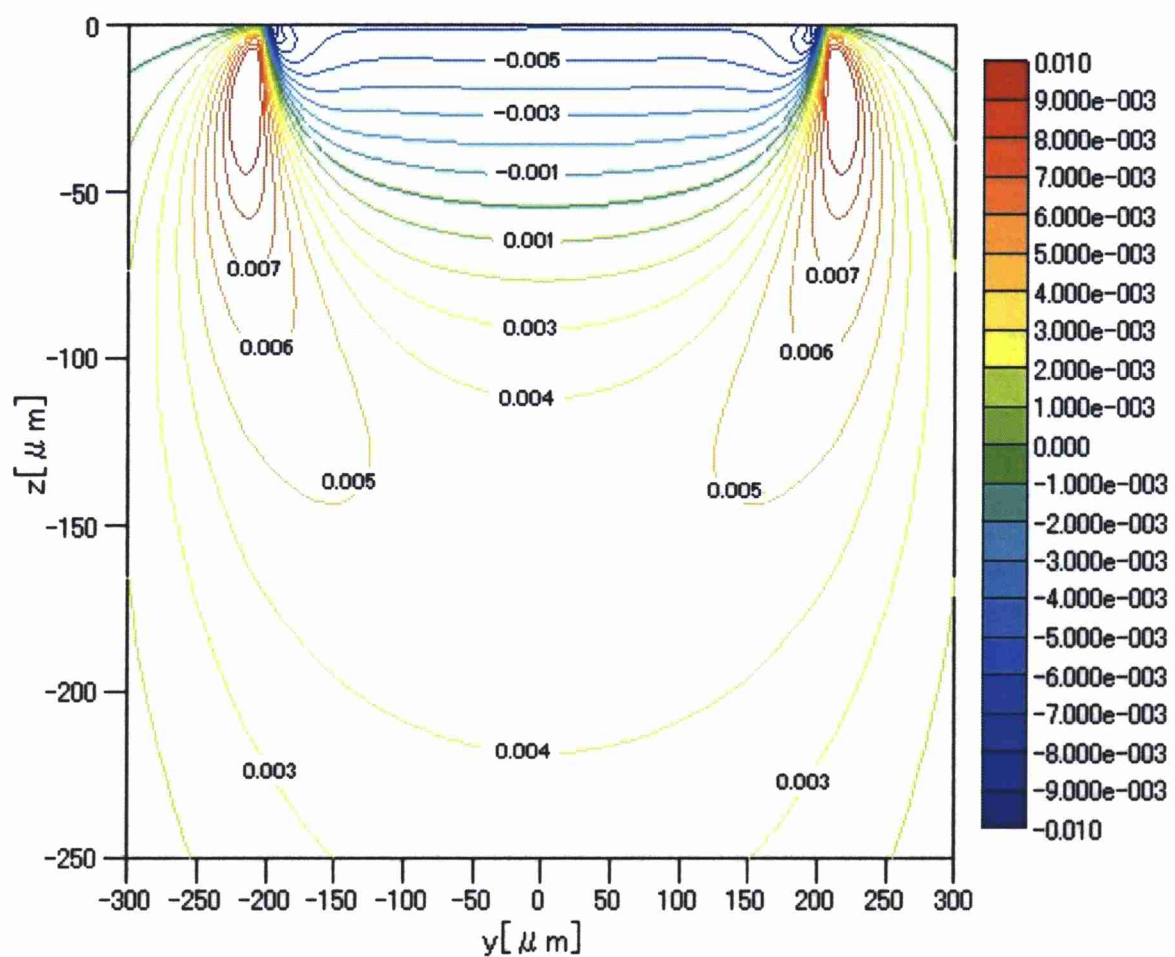


図 3.38 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.5$ ,  $\Delta \tau=0.001$ )

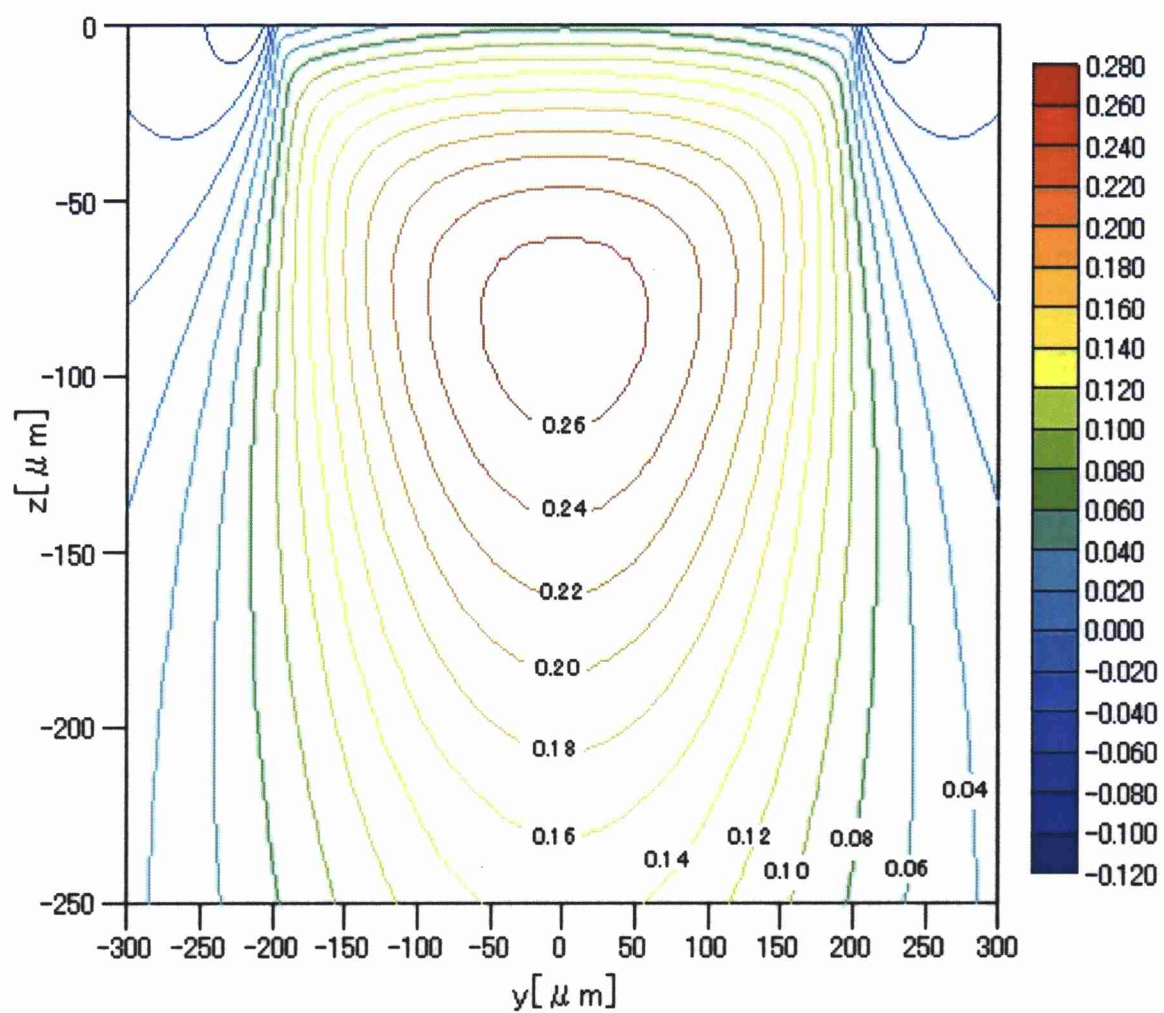
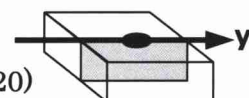


図 3.39 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.5$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )





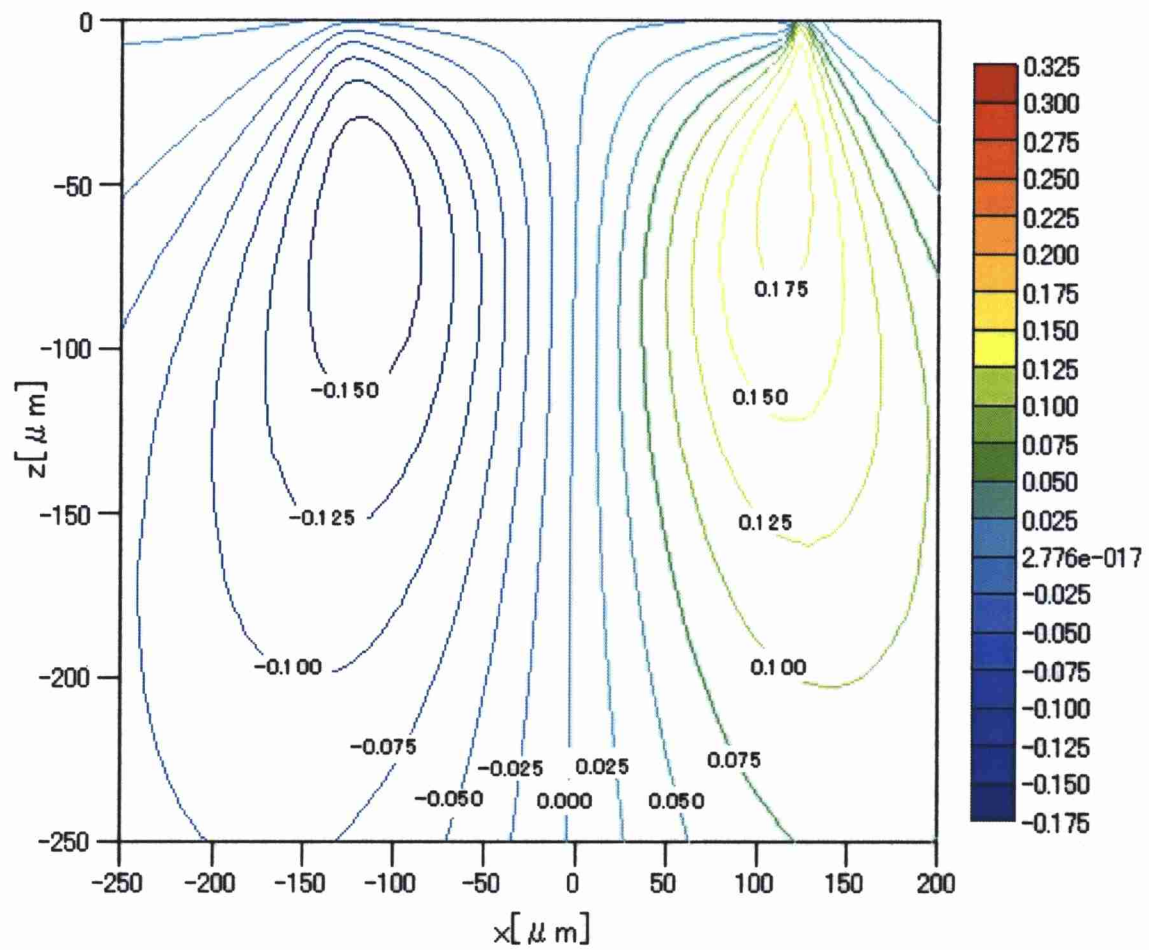
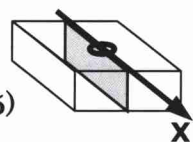


図 3.40 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$ ,  $\Delta \tau=0.025$ )



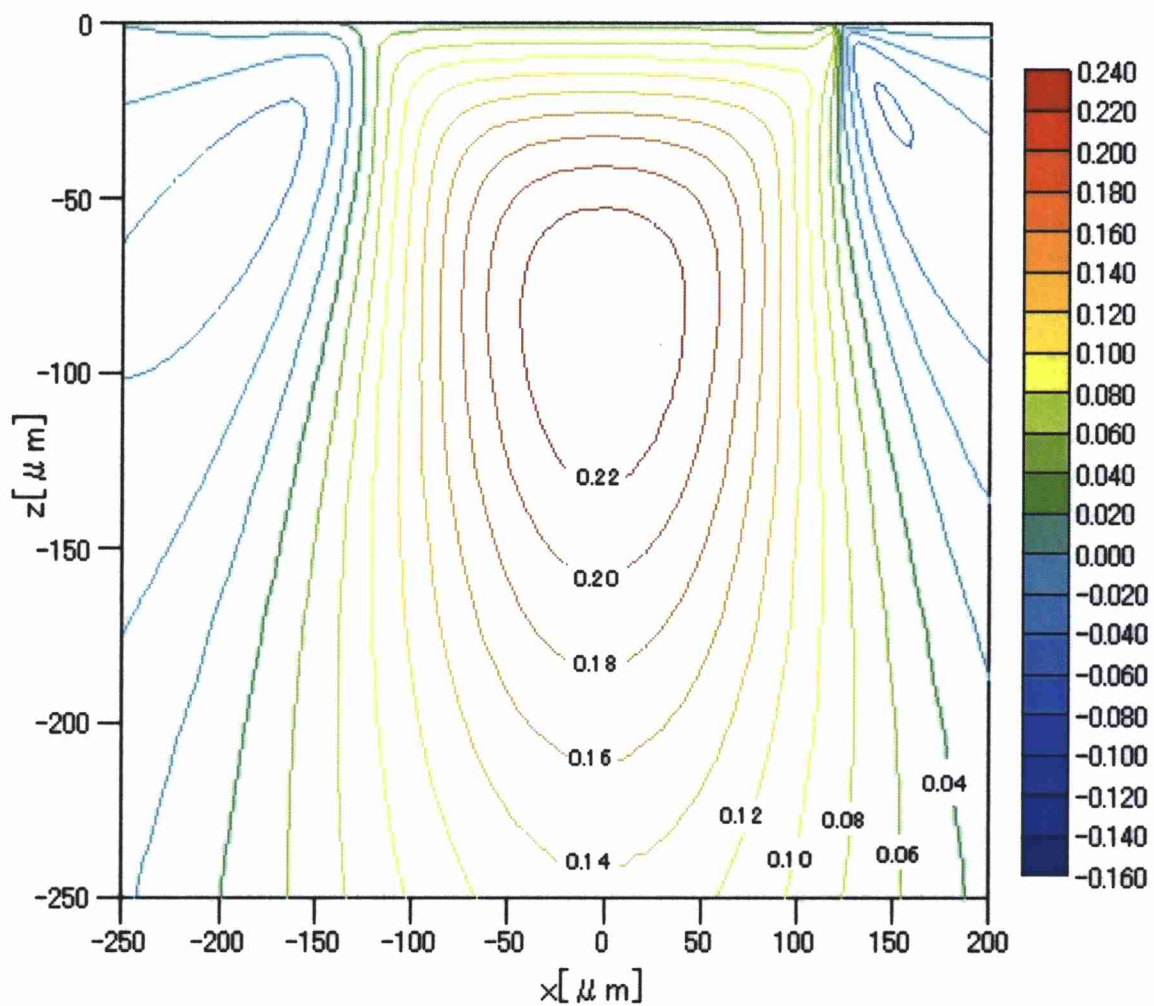
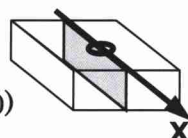


図 3.41 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



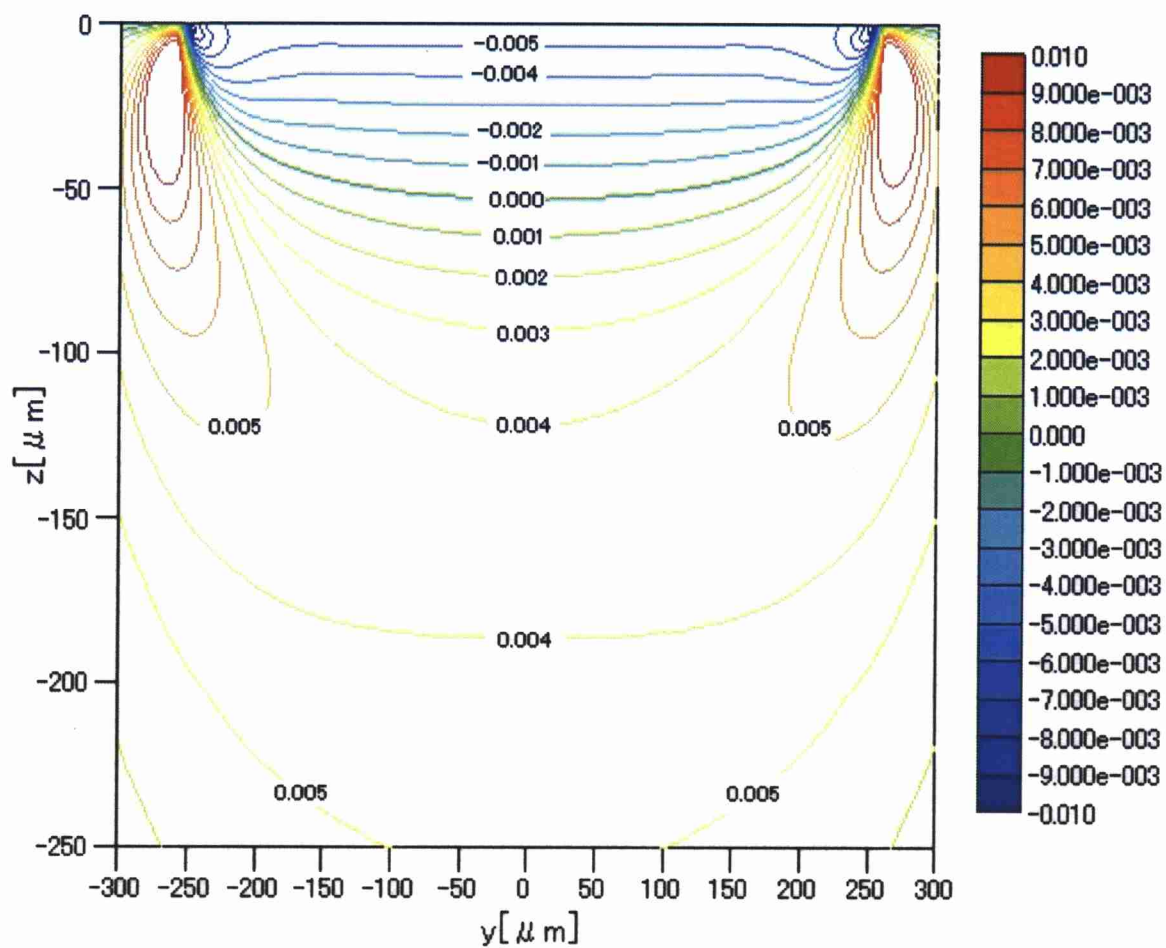


図 3.42 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$ ,  $\Delta \tau=0.001$ )

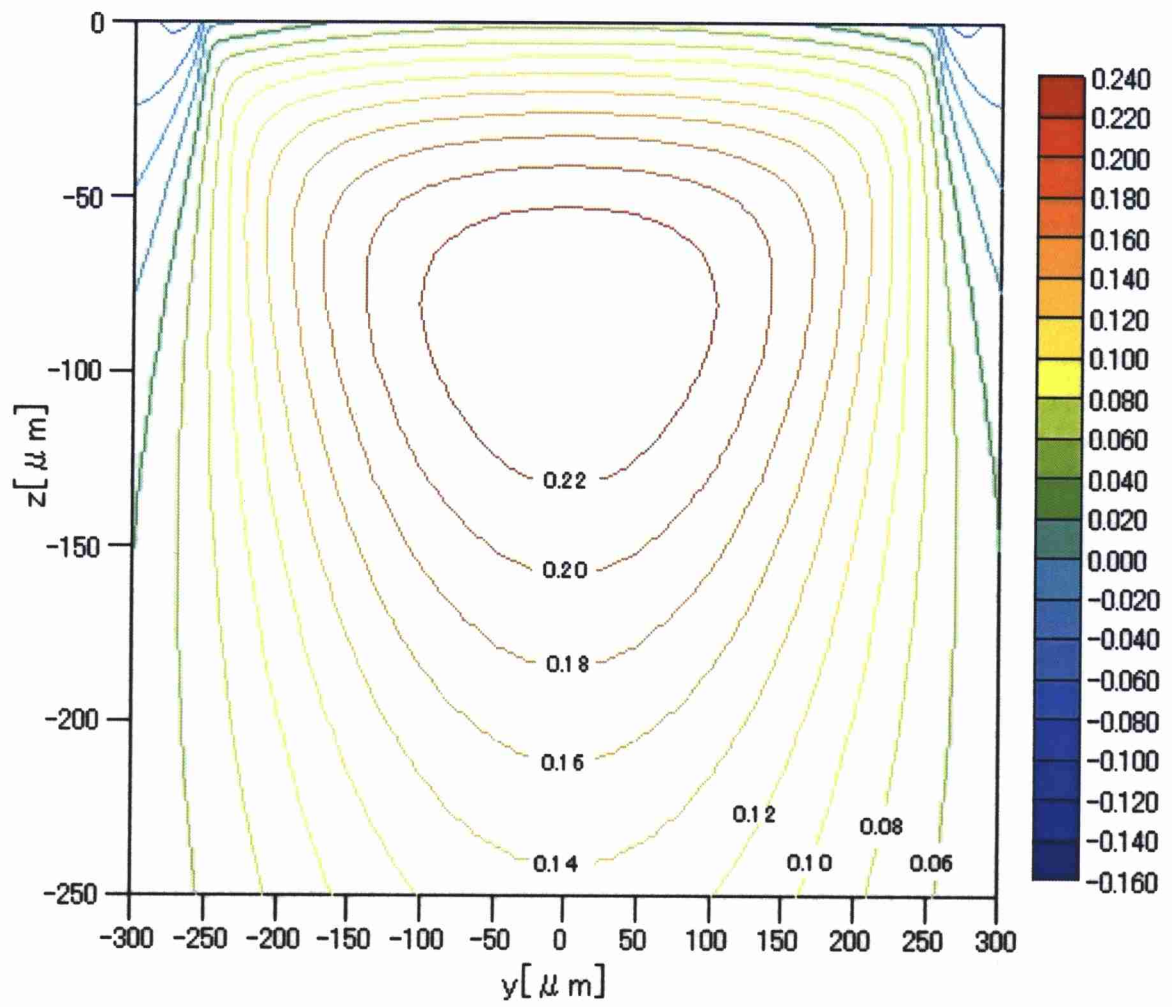
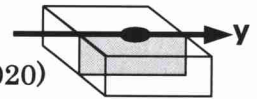


図 3.43 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=2.211 \times 10^{-6}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=2.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



### 3. 3 転動体の回転速度の影響

本節では、無次元荷重パラメータ  $W$ 、無次元材料パラメータおよび外輪の曲率半径(楕円パラメータ)を一定とし、無次元速度パラメータ  $U$  を変化させた場合についての解析結果および考察を述べる。

図 3.44 から図 3.65 で用いた無次元荷重パラメータ  $W$ 、無次元材料パラメータ  $G$  および楕円パラメータ  $k$  は次式で示される。

$$W=7.368 \times 10^{-7}, G=4835, k=1.0$$

ここで、図 3.44 から図 3.65 中の  $(x, y)=(0,0)$  および  $(X, Y)=(0,0)$  は、ヘルツ接触域中心を示す。また  $\Delta H$ ,  $\Delta \sigma$ ,  $\Delta \tau$  は、等値線の間隔を示す。

#### 3. 3. 1 油膜圧力および油膜厚さの分布

ここでは、転動体の回転速度を変化させた場合に転動体と外輪との間にある潤滑油膜内に発生する油膜圧力および油膜厚さについての解析結果を示し、考察を行う。

図 3.44(a), (b) は、 $U=1.310 \times 10^{-12}$  の条件下での無次元油膜圧力、無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.45(a), (b) は、 $U=6.551 \times 10^{-12}$  の条件下での無次元油膜圧力、無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.46(a), (b) は、 $U=1.310 \times 10^{-11}$  の条件下での無次元油膜圧力、無次元油膜厚さの等値線を示す。

図 3.47(a), (b), (c) は、ヘルツ接触中心を通る、 $x$  方向(転がりすべり方向)中心線上の油膜圧力、油膜厚さおよび接触域付近の油膜厚さの拡大図を示す。

図 3.48(a), (b), (c) は、ヘルツ接触中心を通る、 $y$  方向中心線上の油膜圧力、油膜厚さおよび接触域付近の油膜厚さの拡大図を示す。

回転速度が遅くなると、油膜圧力は圧力スパイクが小さくなりヘルツ接触している際の圧力分布に似た分布となることがわかる。また回転速度が遅くなると、油膜厚さは小さくなることわかる。これより回転速度が遅くなるほど、固体表面が接触をする可能性が高くなり、厳しい状況となることがわかる。

図 3.49 は、転動体の回転速度を変化させた場合における最小油膜厚さを、(2.39)式に示される Dowson-Hamrock の最小油膜厚さ算出式より得た値と本研究により算出した値で示したものである。この図より、転動体の回転速度が速くなると最小油膜厚さは大きくなることわかる。

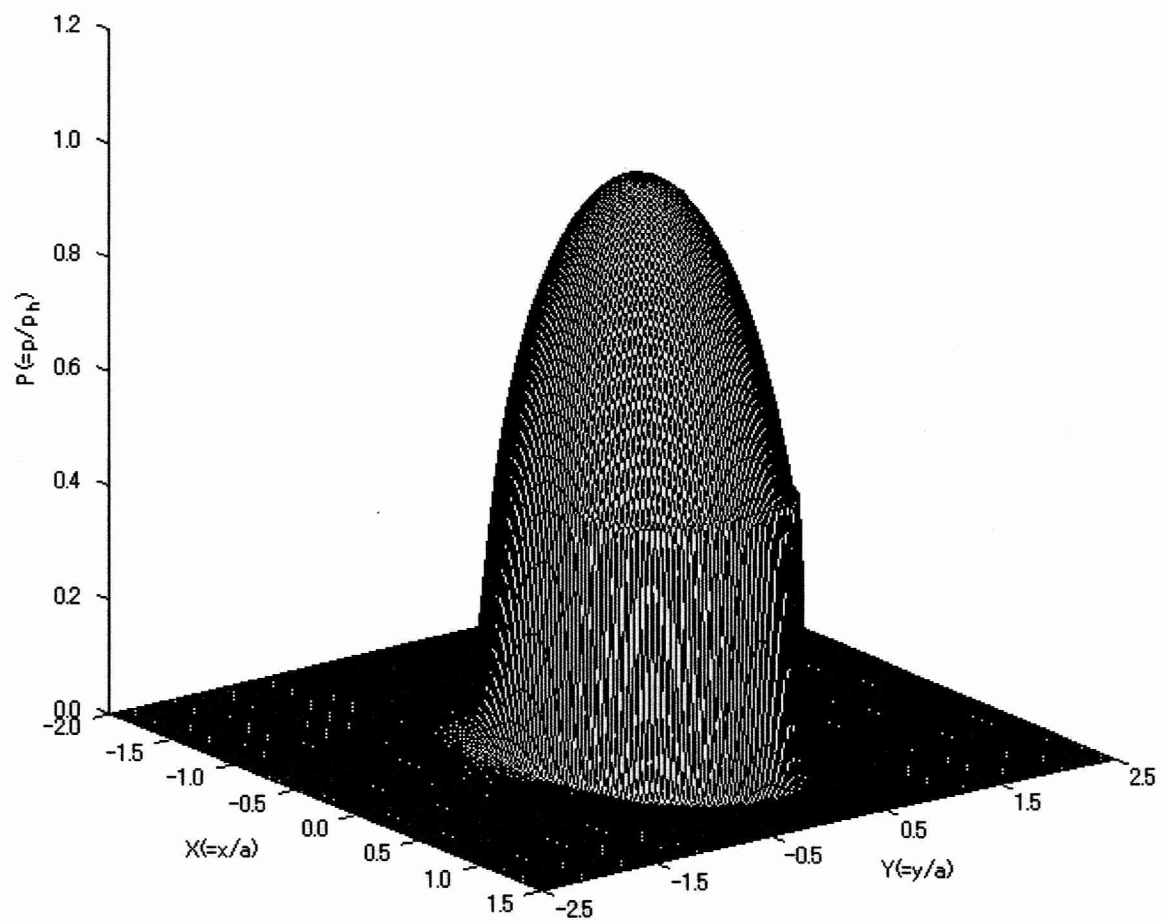


図 3.44(a) 油膜圧力の分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  ( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ ))

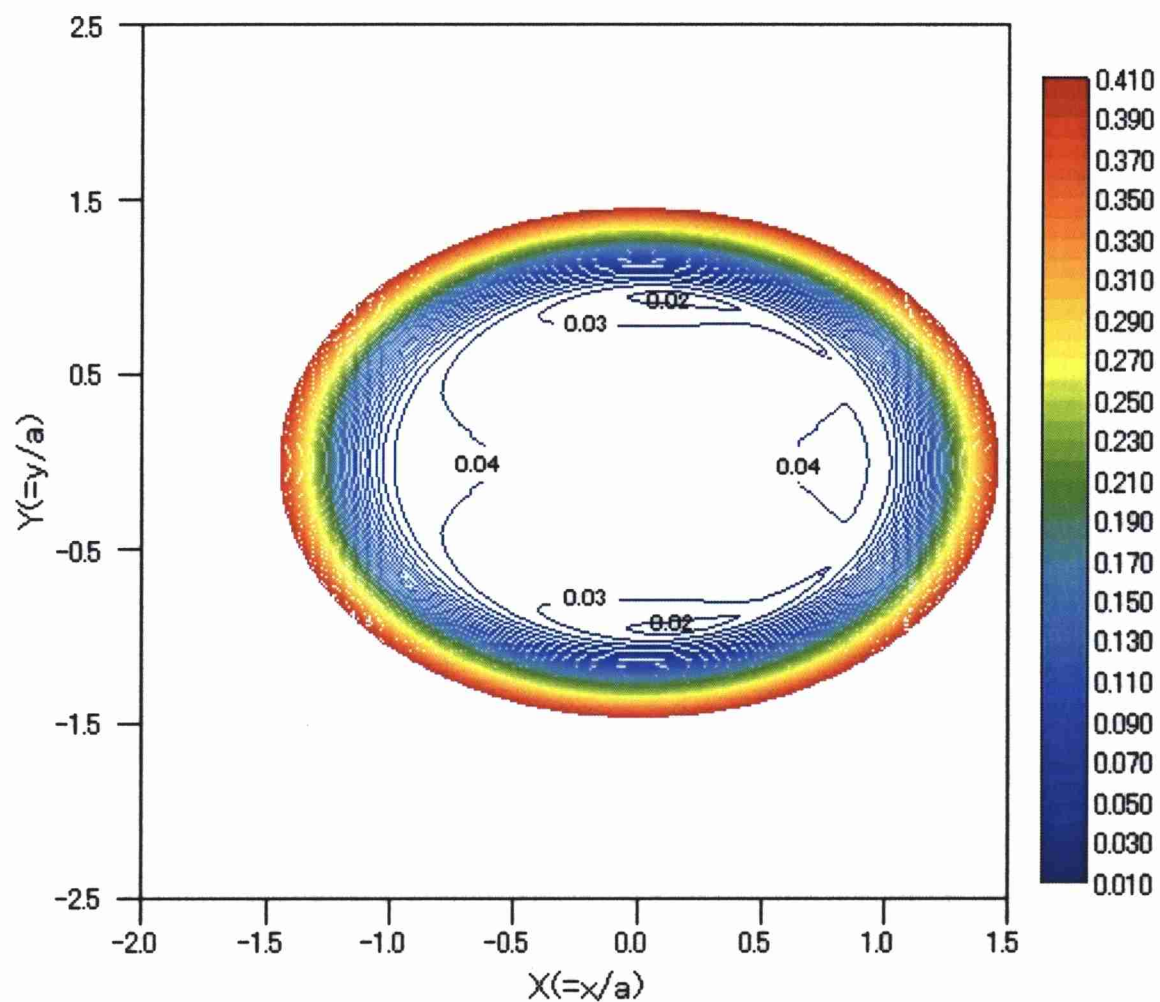


図 3.44(b) 油膜厚さの分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ )



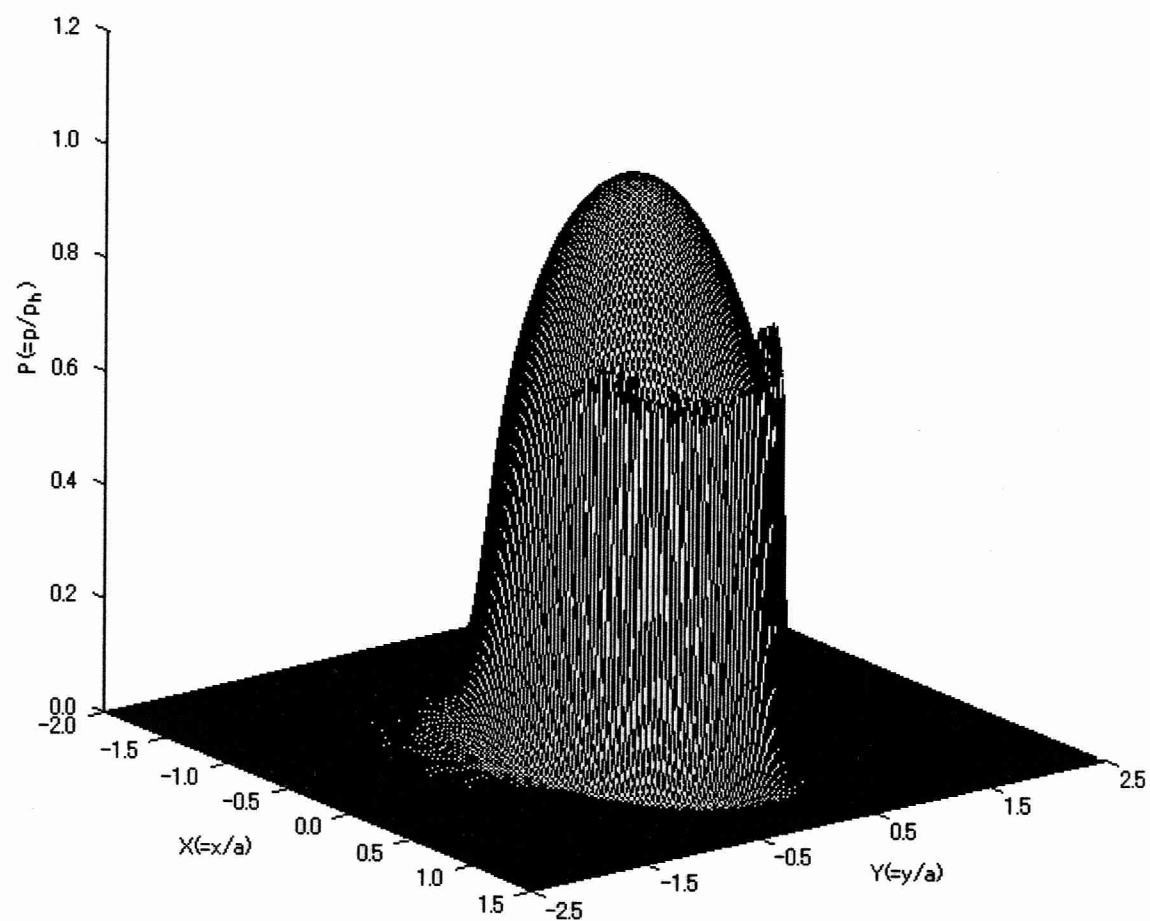


図 3.45(a) 油膜圧力の分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=6.551 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  ( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ ))



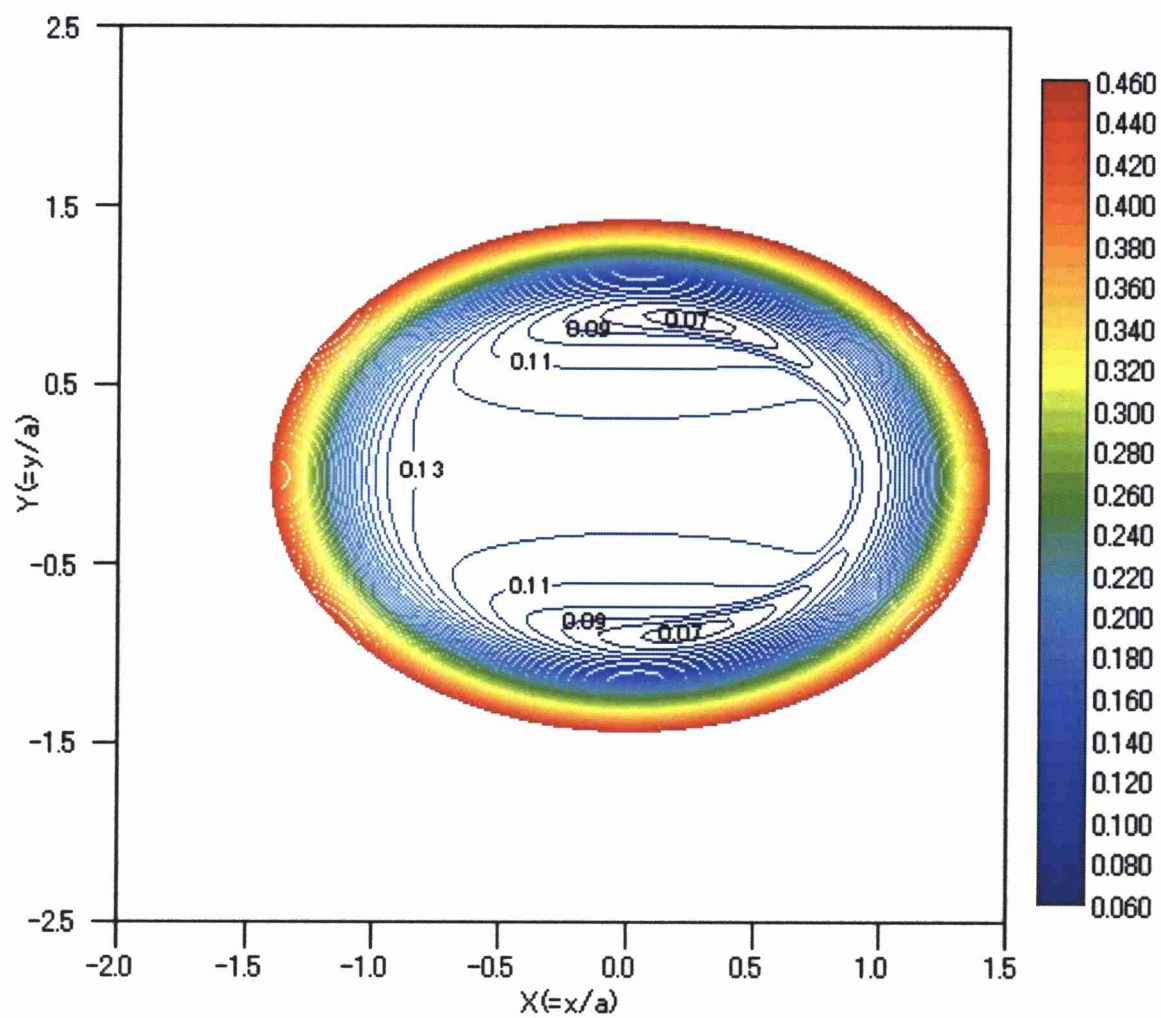


図 3.45(b) 油膜厚さの分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=6.551 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ )

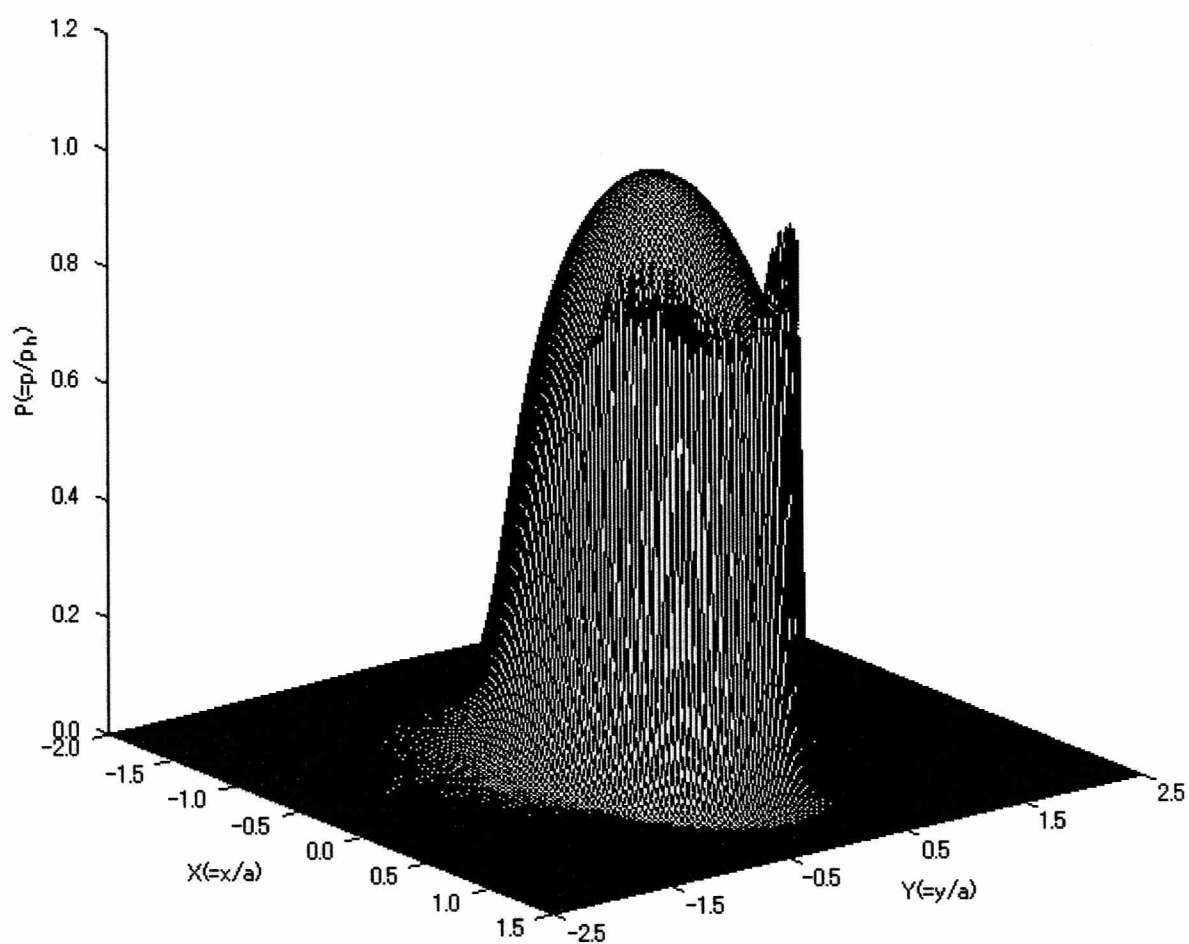


図 3.46(a) 油膜圧力の分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  ( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ ))

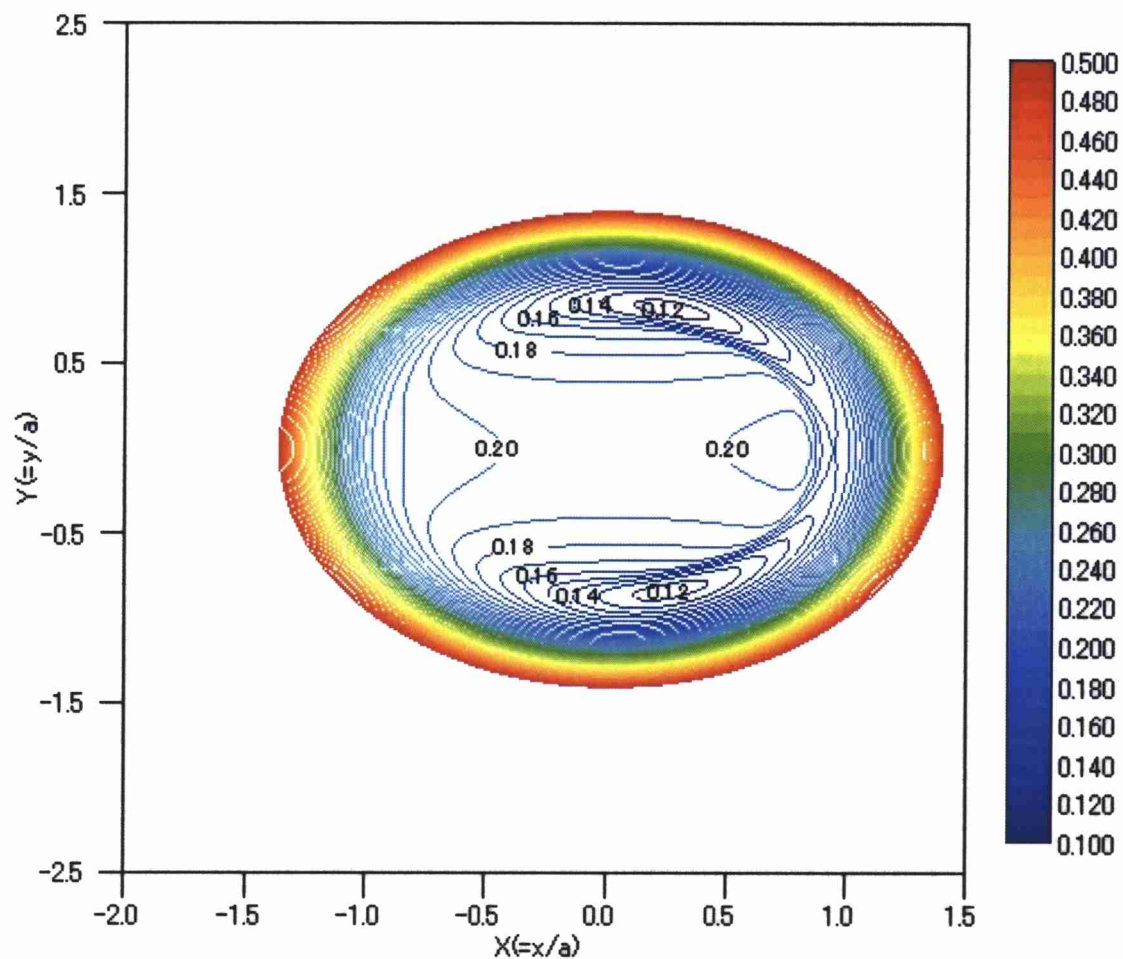


図 3.46(b) 油膜厚さの分布

( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta H=0.01$ )

( $a=114.90[\mu\text{m}]$ ,  $p_h=0.72[\text{GPa}]$ )

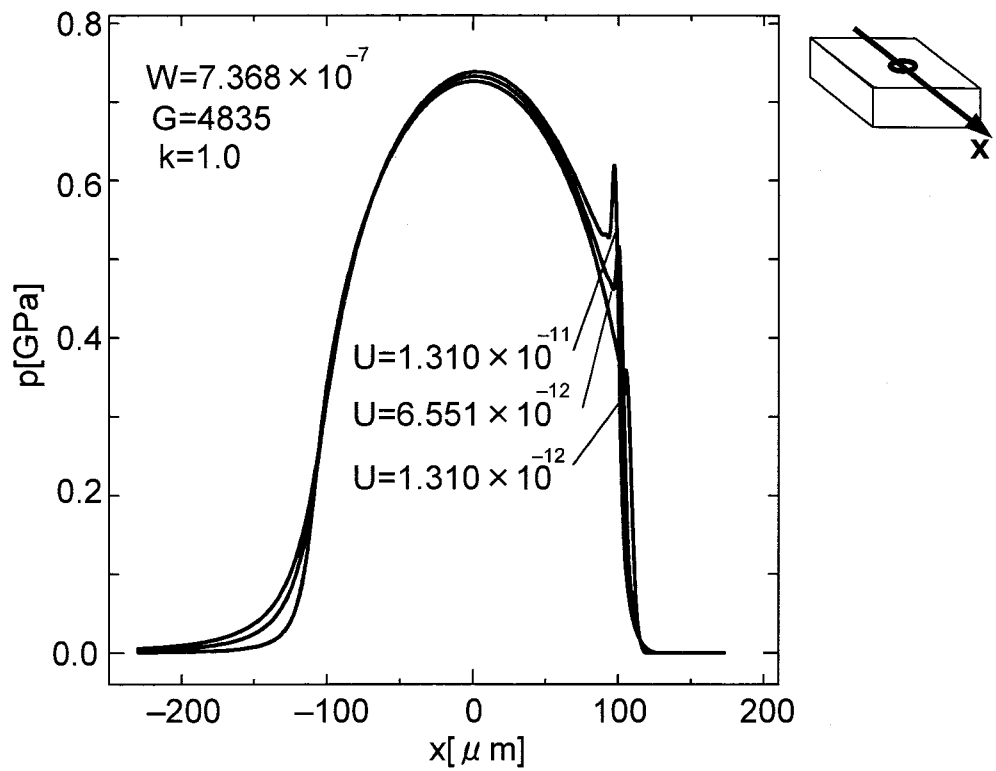


図 3.47(a) 転動体の回転速度を変化させた場合における油膜圧力の分布  
 $(W = 7.368 \times 10^{-7}, G = 4835, k = 1.0)$

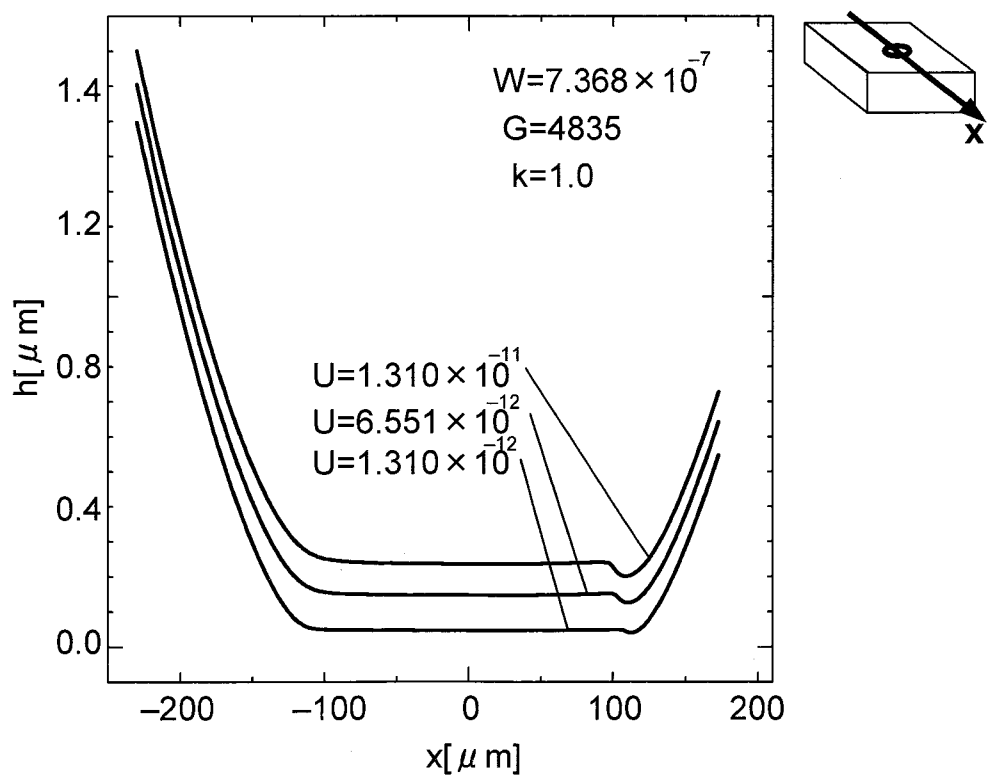


図 3.47(b) 転動体の回転速度を変化させた場合における油膜厚さの分布  
 $(W = 7.368 \times 10^{-7}, G = 4835, k = 1.0)$

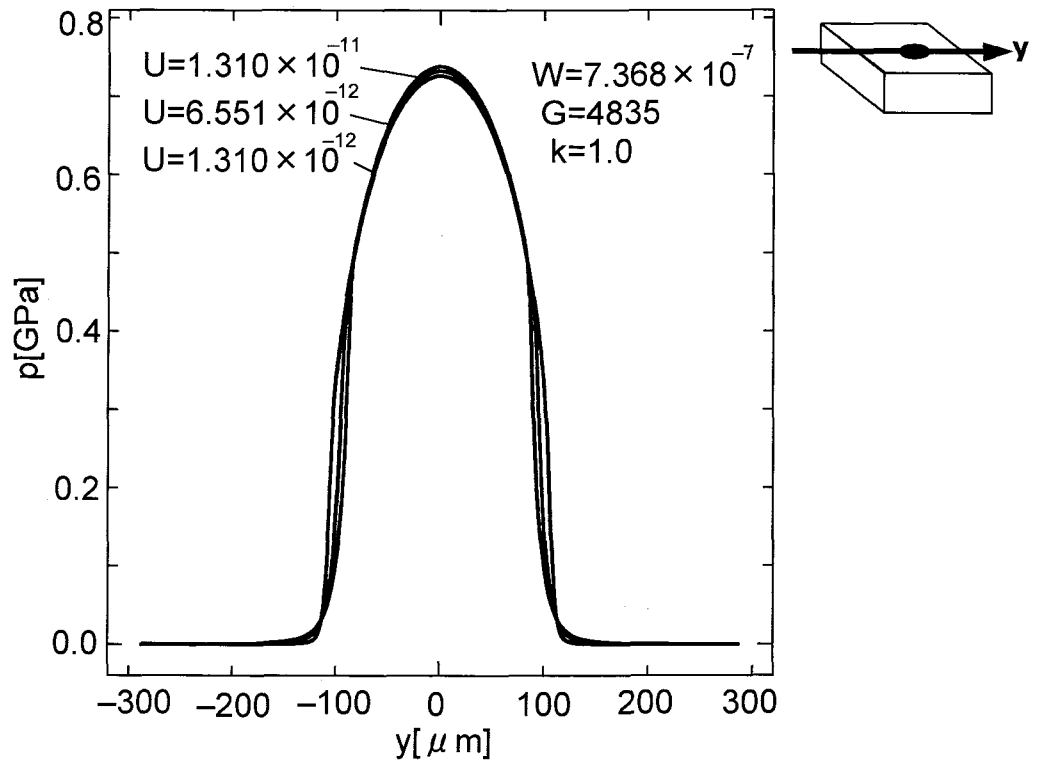


図 3.48(a) 転動体の回転速度を変化させた場合における油膜圧力の分布  
 $(W=7.368 \times 10^{-7}, G=4835, k=1.0)$

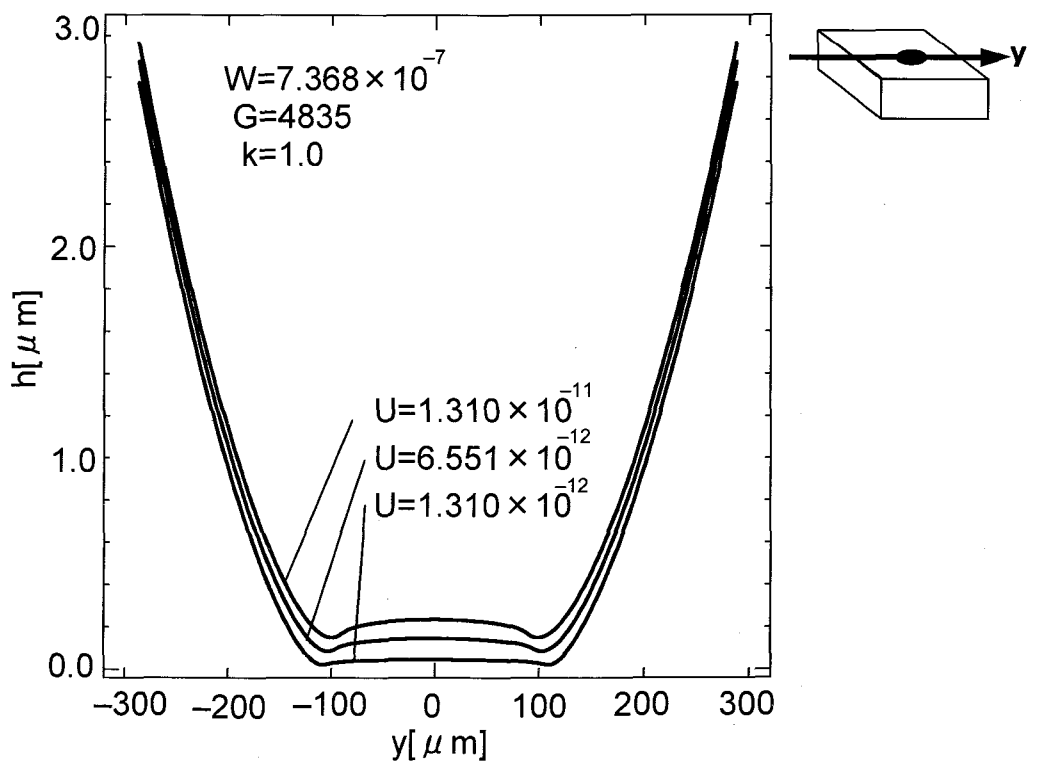


図 3.48(b) 転動体の回転速度を変化させた場合における油膜厚さの分布  
 $(W=7.368 \times 10^{-7}, G=4835, k=1.0)$

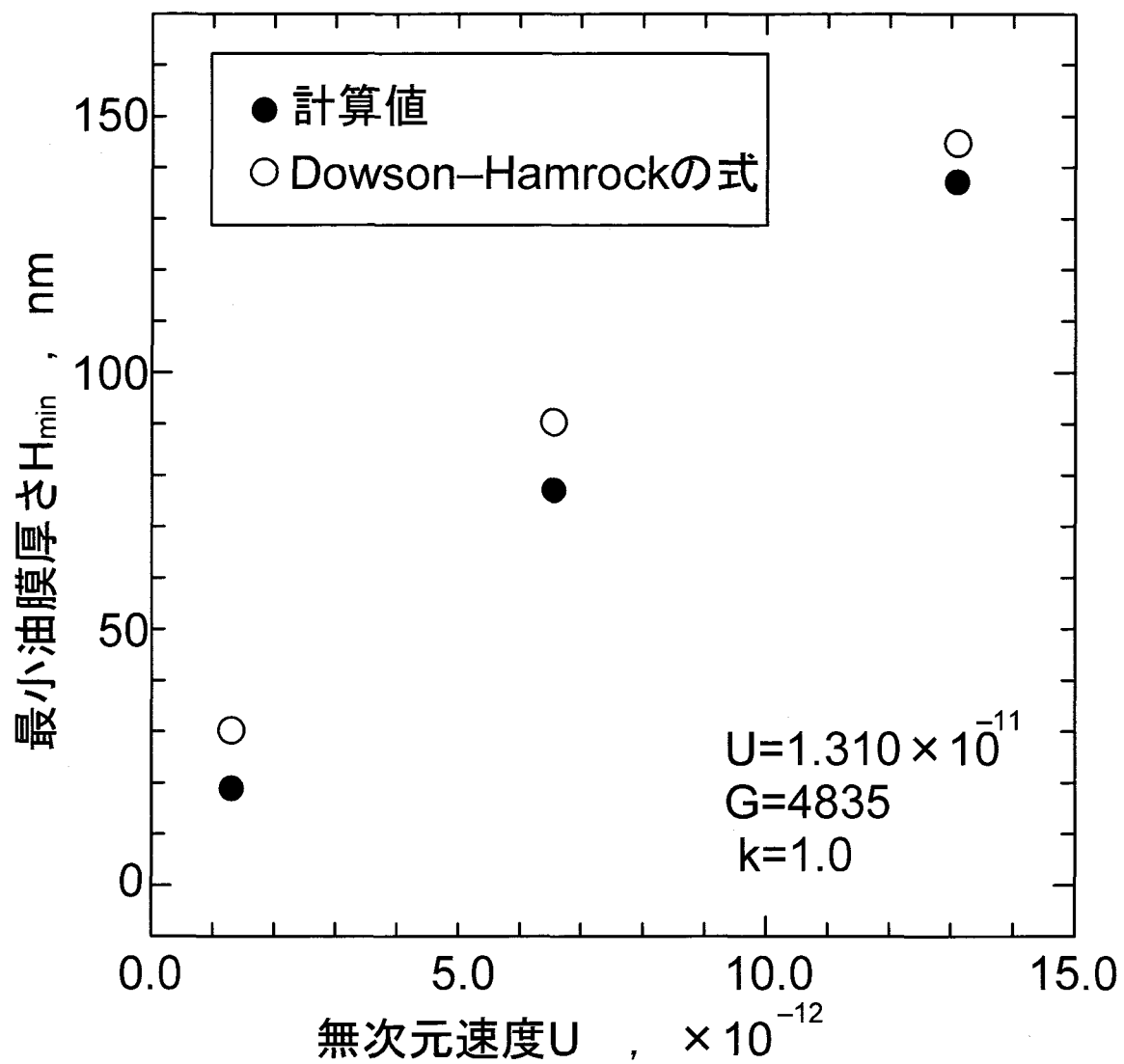


図 3.49(b) 転動体の回転速度を変化させた場合における最小油膜厚さの分布  
( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ )

### 3. 3. 2 主応力の最大値

ここでは、転動体の回転速度を変化させた場合に外輪に生じる主応力  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の最大値についての解析結果を示し、考察を行う。

$\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  は、 $x$  方向、 $y$  方向および  $z$  方向それぞれの主応力を示す。

図 3.50 は、 $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  の条件下で無次元速度  $U$  と主応力  $\sigma$  の最大値（絶対値）との関係を示したものである。またその最大値が生じている要素の節点  $a$  (図 2.9(b)) の座標（ヘルツ接触部中心からの距離）を表 3.15 から表 3.17 にそれぞれ示す。

転動体の回転速度が速くなると、 $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の最大値は共に若干大きくなるが、荷重を変化させた場合や外輪の曲率半径を変化させた場合に比べると、変化量は小さいことがわかる。これは 3.3.1 節で示したように、転動体の回転速度を変化させても油膜圧力の分布にはそれほど違いが見られないためと考えられる。

表 3.15  $\sigma_x$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

無次元速度 $U$	$x$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$z$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$1.310 \times 10^{-12}$	-2.87	0.00	0.00
$6.551 \times 10^{-12}$	0.00	0.00	0.00
$1.310 \times 10^{-11}$	0.00	0.00	0.00

表 3.16  $\sigma_y$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

無次元速度 $U$	$x$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$z$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$1.310 \times 10^{-12}$	-2.87	0.00	0.00
$6.551 \times 10^{-12}$	0.00	0.00	0.00
$1.310 \times 10^{-11}$	0.00	0.00	0.00

表 3.17  $\sigma_z$  の最大値が生じている要素の節点  $a$  の座標

無次元速度 $U$	$x$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]	$z$ 座標 [ $\mu\text{m}$ ]
$1.310 \times 10^{-12}$	-2.87	0.00	0.00
$6.551 \times 10^{-12}$	-2.87	0.00	0.00
$1.310 \times 10^{-11}$	0.00	0.00	0.00

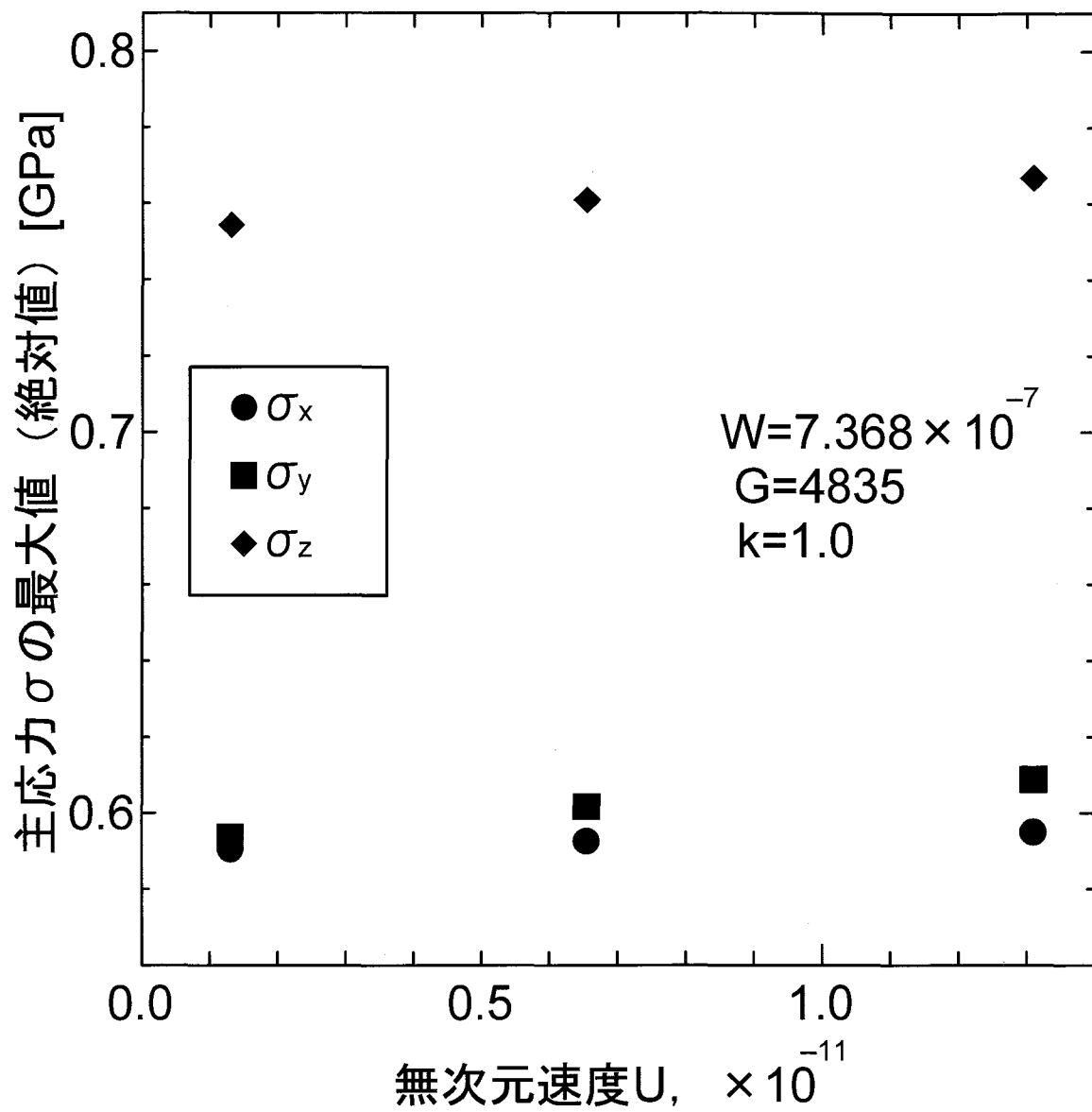


図 3.50 無次元速度  $U$  と主応力の最大値との関係



### 3. 3. 3 主応力の分布

ここでは、転動体の回転速度を変化させた場合に外輪に生じる主応力  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  および  $\sigma_z$  の分布についての解析結果を示し、考察を行う。

3.2.2 節で、主応力  $\sigma_z$  の最大値が一番大きく、また主応力の最大値は表面に一番近い要素で生じていることを示した。そこで表面上にある要素内で生じる主応力の分布を以下に示し、考察を述べる。

図 3.51, 図 3.52 および図 3.53 は、 $U=1.310 \times 10^{-12}$  ( $a=114.90[\mu m]$ ),  $U=6.551 \times 10^{-12}$  ( $a=114.90[\mu m]$ ) および  $U=1.310 \times 10^{-11}$  ( $a=114.90[\mu m]$ ) の条件下における表面に一番近い要素の主応力  $\sigma_x$  の分布をそれぞれ示す。

転動体の回転速度が速くなることによる主応力の変化量は、荷重を変化させた場合あるいは外輪の曲率半径を変化させた場合の変化量に比べて小さいが、主応力  $\sigma_z$  は若干大きくなるのがわかる。

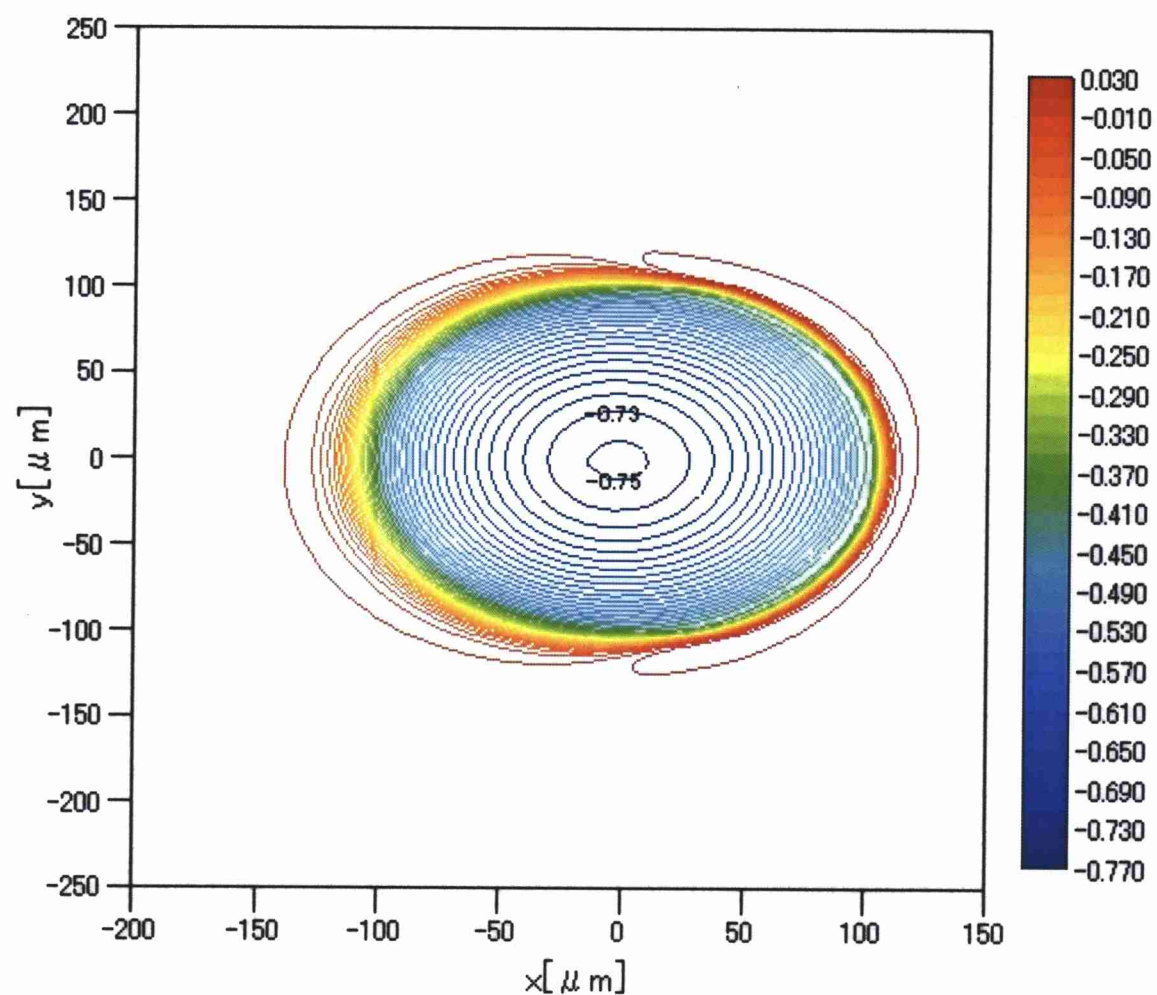


図 3.51 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \sigma=0.020$ )

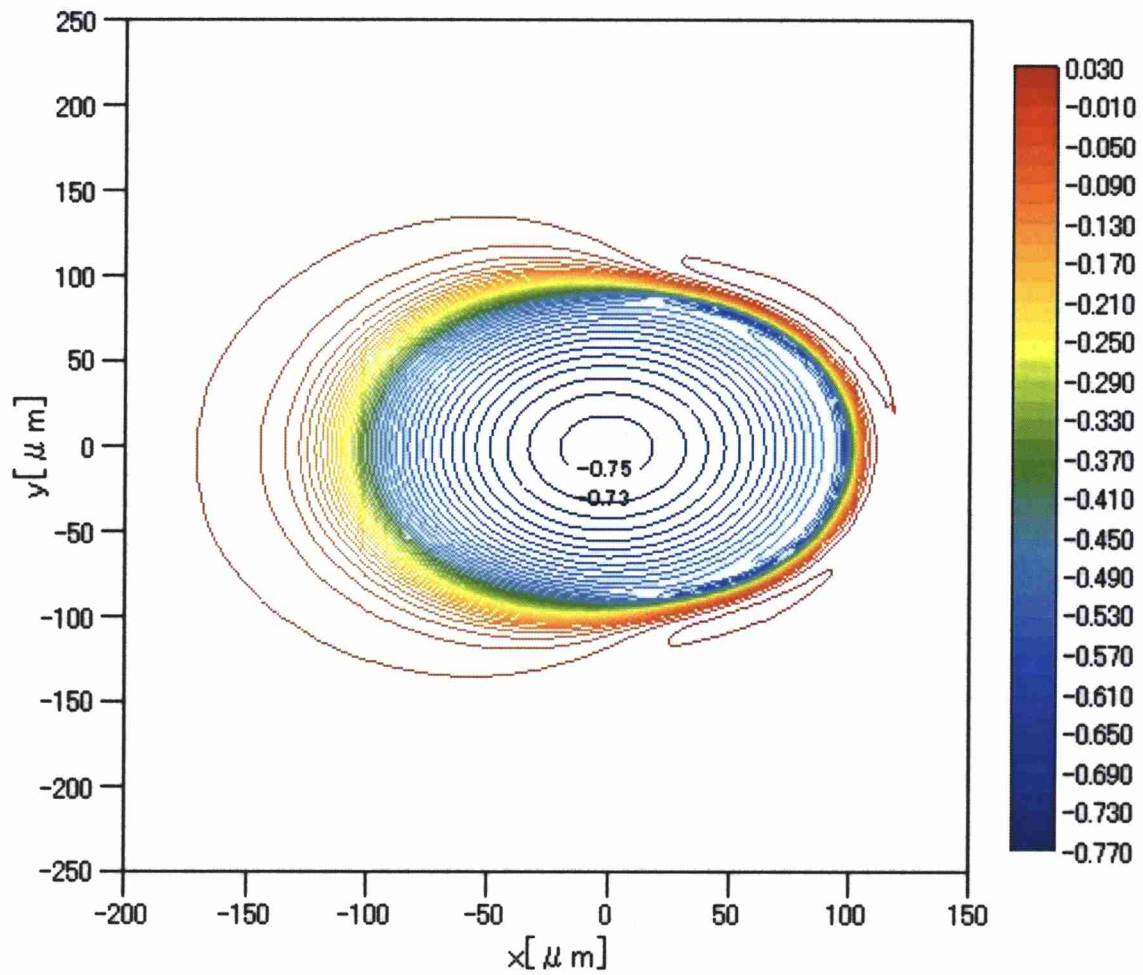


図 3.52 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 $(W=7.368 \times 10^{-7}, U=6.551 \times 10^{-12}, G=4835, k=1.0, \Delta \sigma = 0.020)$

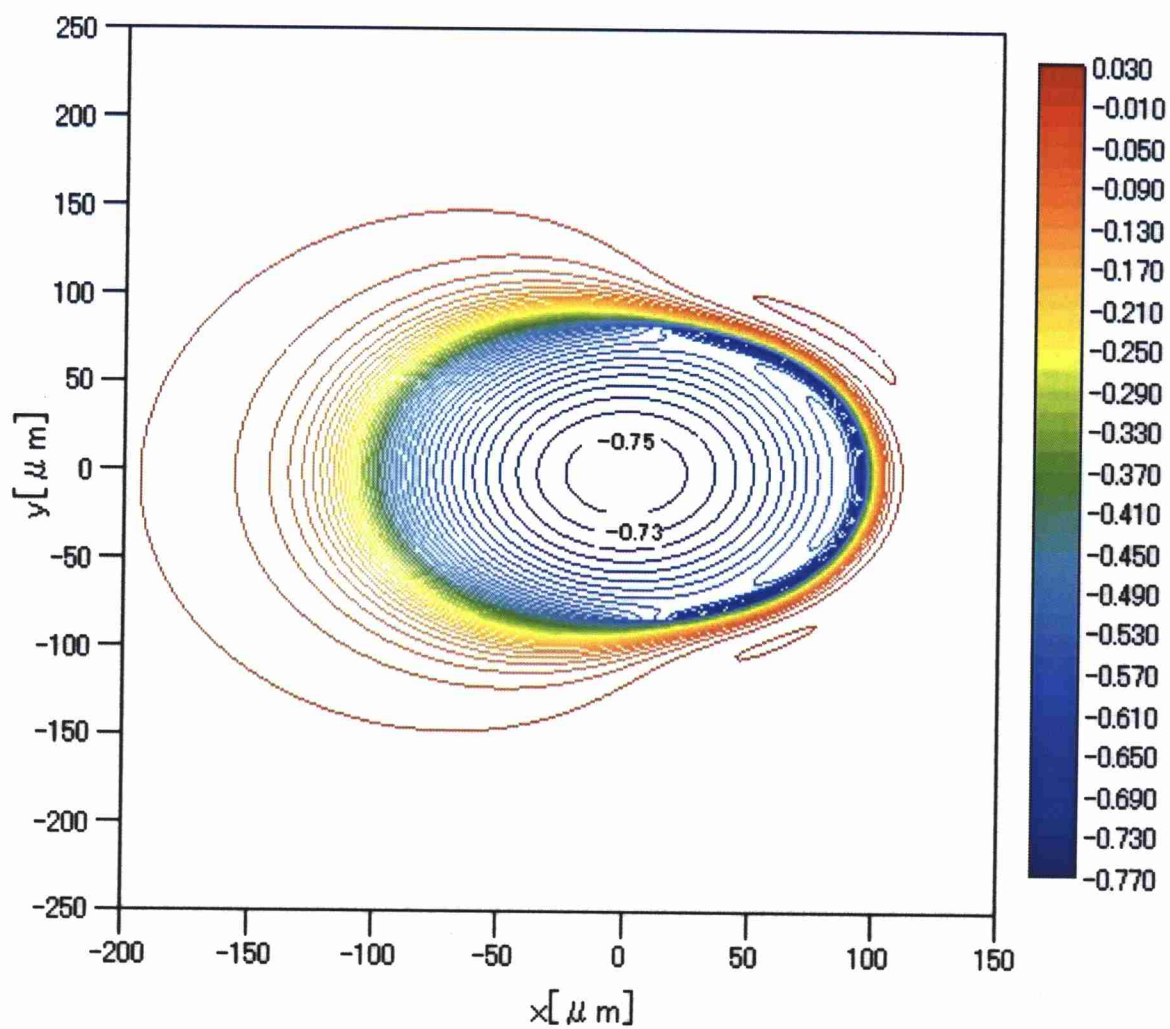


図 3.53 表面に一番近い要素の  $\sigma_z$  の分布, [GPa]  
 $(W=7.368 \times 10^{-7}, U=1.310 \times 10^{-11}, G=4835, k=1.0, \Delta \sigma=0.020)$

### 3. 3. 4 せん断応力の最大値

ここでは、転動体の回転速度を変化させた場合に外輪に生じる最大せん断応力  $\tau_{\max}$  とせん断応力  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$  および  $\tau_{zx}$  の最大値についての解析結果を示し、考察を行う。

図 3.54 は、 $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$  の条件下における無次元速度  $U$  とせん断応力  $\tau$  の最大値（絶対値）との関係を示したものである。またその最大値が生じている要素の節点  $a$  (図 2.9(b)) の座標（ヘルツ接触部中心からの距離）を表 3.18 から表 3.21 にそれぞれ示す。

転動体の回転速度が速くなると、 $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{\max}$  の最大値は若干大きくなることわかる。しかし、その変化量は荷重を変化させた場合あるいは外輪の曲率半径を変化させた場合の変化量に比べて極めて小さいことがわかる。

表 3.18 から表 3.21 より転動体の回転速度が速くなると、 $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{\max}$  の最大値の発生位置はより材料内部の浅い位置にある要素へと移動することがわかる。

表 3.18  $\tau_{xy}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元速度 U	x 座標 [ $\mu$ m]	y 座標 [ $\mu$ m]	z 座標 [ $\mu$ m]
$1.310 \times 10^{-12}$	80.43	80.43	0.00
$6.551 \times 10^{-12}$	80.43	71.81	0.00
$1.310 \times 10^{-11}$	80.43	66.07	0.00

表 3.19  $\tau_{yz}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元速度 U	x 座標 [ $\mu$ m]	y 座標 [ $\mu$ m]	z 座標 [ $\mu$ m]
$1.310 \times 10^{-12}$	5.75	94.79	-35.98
$6.551 \times 10^{-12}$	17.24	89.05	-29.50
$1.310 \times 10^{-11}$	28.73	83.30	-20.42

表 3.20  $\tau_{zx}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元速度 U	x 座標 [ $\mu$ m]	y 座標 [ $\mu$ m]	z 座標 [ $\mu$ m]
$1.310 \times 10^{-12}$	97.67	0.00	-35.98
$6.551 \times 10^{-12}$	100.54	0.00	-26.25
$1.310 \times 10^{-11}$	100.54	0.00	-20.42

表 3.21  $\tau_{\max}$  の最大値が生じている要素の節点 a の座標

無次元速度 U	x 座標 [ $\mu$ m]	y 座標 [ $\mu$ m]	z 座標 [ $\mu$ m]
$1.310 \times 10^{-11}$	-2.87	0.00	-54.89
$6.551 \times 10^{-12}$	0.00	0.00	-52.18
$1.310 \times 10^{-12}$	0.00	0.00	-52.18

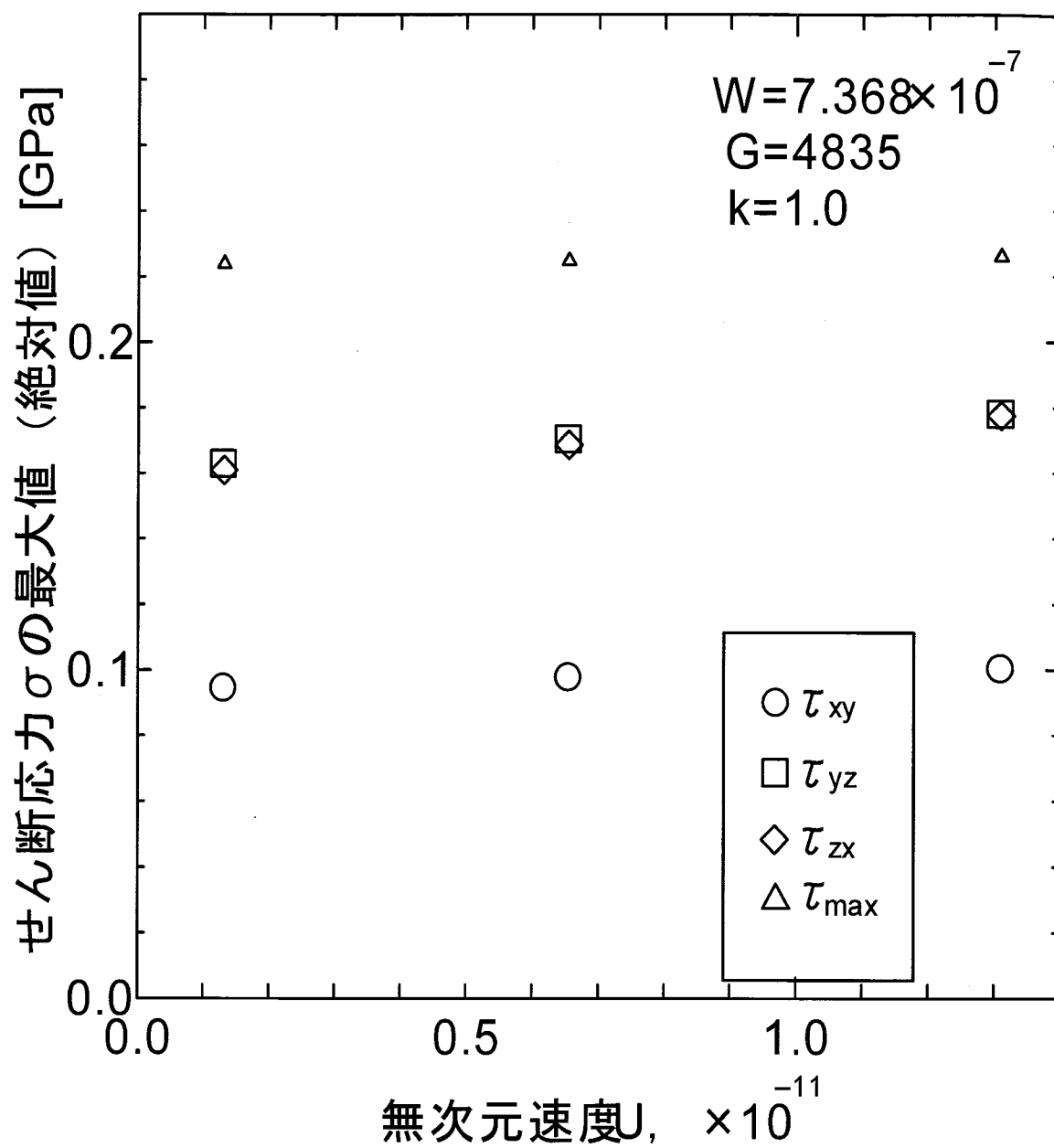


図 3.54 無次元速度  $U$  とせん断応力の最大値との関係

### 3. 3. 5 せん断応力の分布

ここでは、転動体の回転速度を変化させた場合に外輪に生じるせん断応力  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および最大せん断  $\tau_{max}$  の応力分布についての解析結果を示し、考察を行う。

3.3.4 節で、せん断応力  $\tau_{max}$  の最大値が一番大きく、またせん断応力および最大せん断応力の最大値は外輪内部の要素で生じていることを示した。そこで外輪内部にある要素内で生じるせん断応力および最大せん断応力の分布を示し、考察を行う。

図 3.55, 図 3.56 は、 $U=1.310 \times 10^{-12}$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示したものである。

図 3.57, 図 3.58 は、 $U=1.310 \times 10^{-12}$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示したものである。

図 3.59, 図 3.60 は、 $U=6.551 \times 10^{-12}$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.61, 図 3.62 は、 $U=6.551 \times 10^{-12}$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.63, 図 3.64 は、 $U=1.310 \times 10^{-11}$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $x$  方向中心線上の座標を示す。

図 3.65, 図 3.66 は、 $U=1.310 \times 10^{-11}$  の条件下における、せん断応力  $\tau_{zx}$  および最大せん断応力  $\tau_{max}$  の深さ方向の分布を示す。横軸は、ヘルツ接触部中心を通る  $y$  方向中心線上の座標を示す。

転動体の回転速度が速くなると、 $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{zx}$  および  $\tau_{max}$  の最大値は若干大きくなることがわかる。しかし、その変化量は荷重を変化させた場合あるいは外輪の曲率半径を変化させた場合の変化量に比べて極めて小さいことがわかる。

転動体の回転速度が速くなることによるせん断応力の変化量は、荷重を変化させた場合あるいは外輪の曲率半径を変化させた場合の変化量に比べて小さいが、せん断応力は若干大きくなることがわかる。



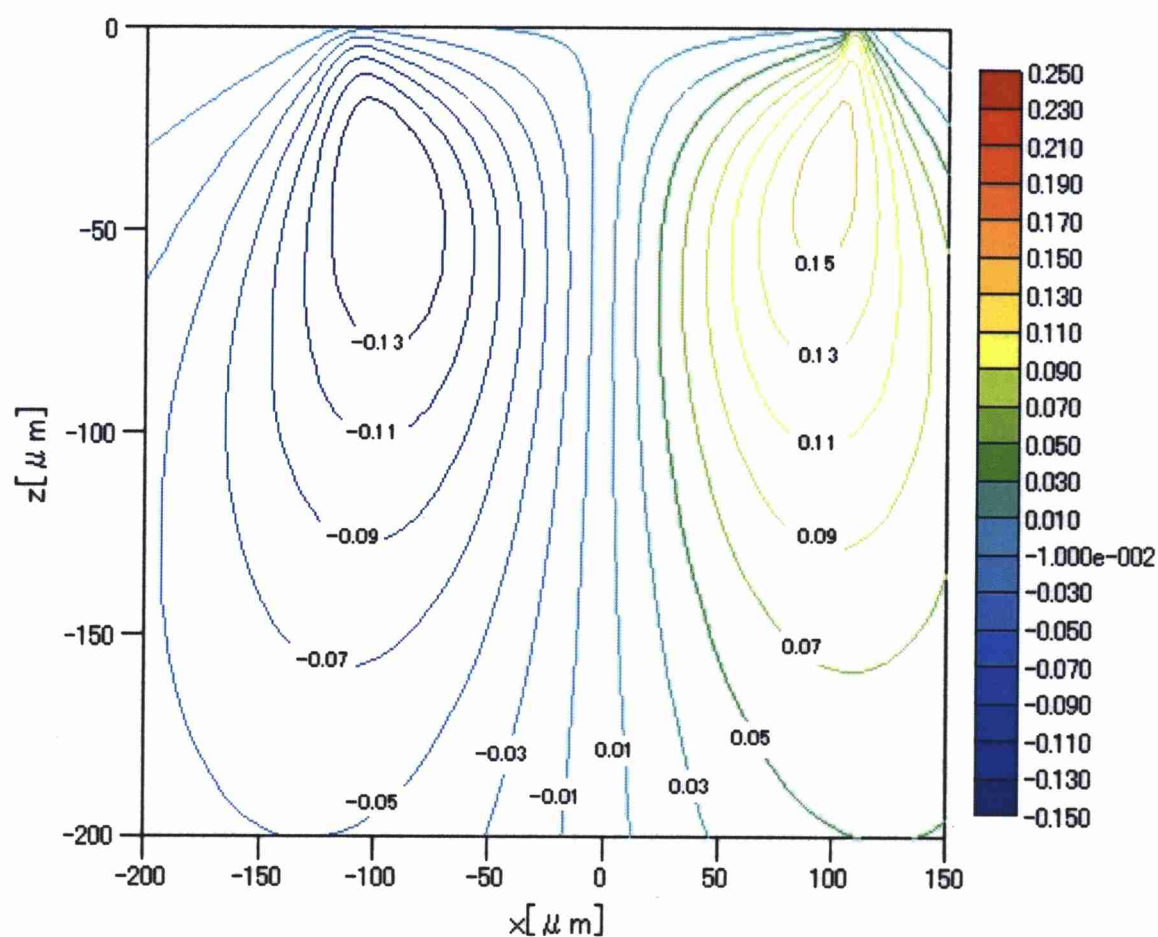
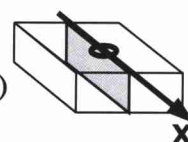


図 3.55 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



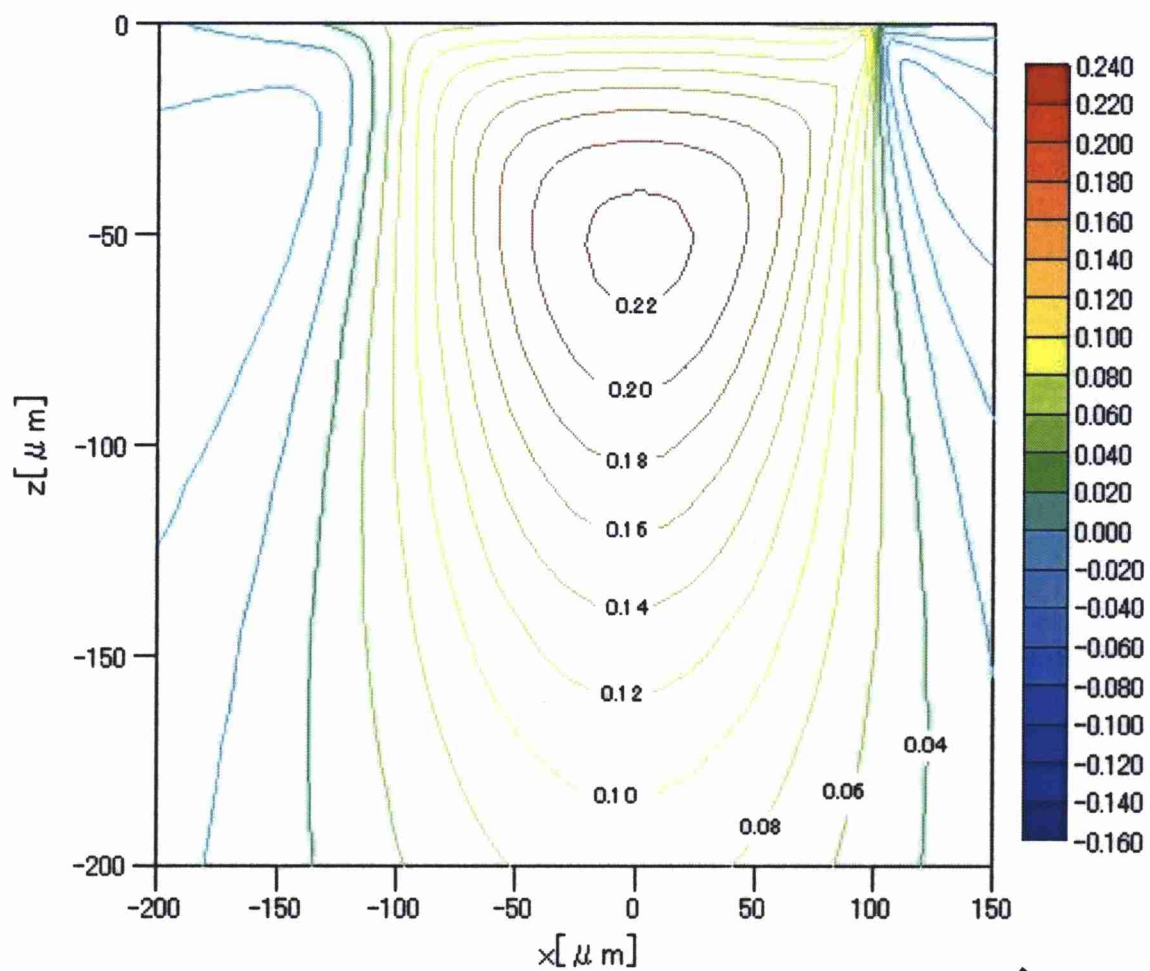
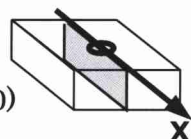


図 3.56 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



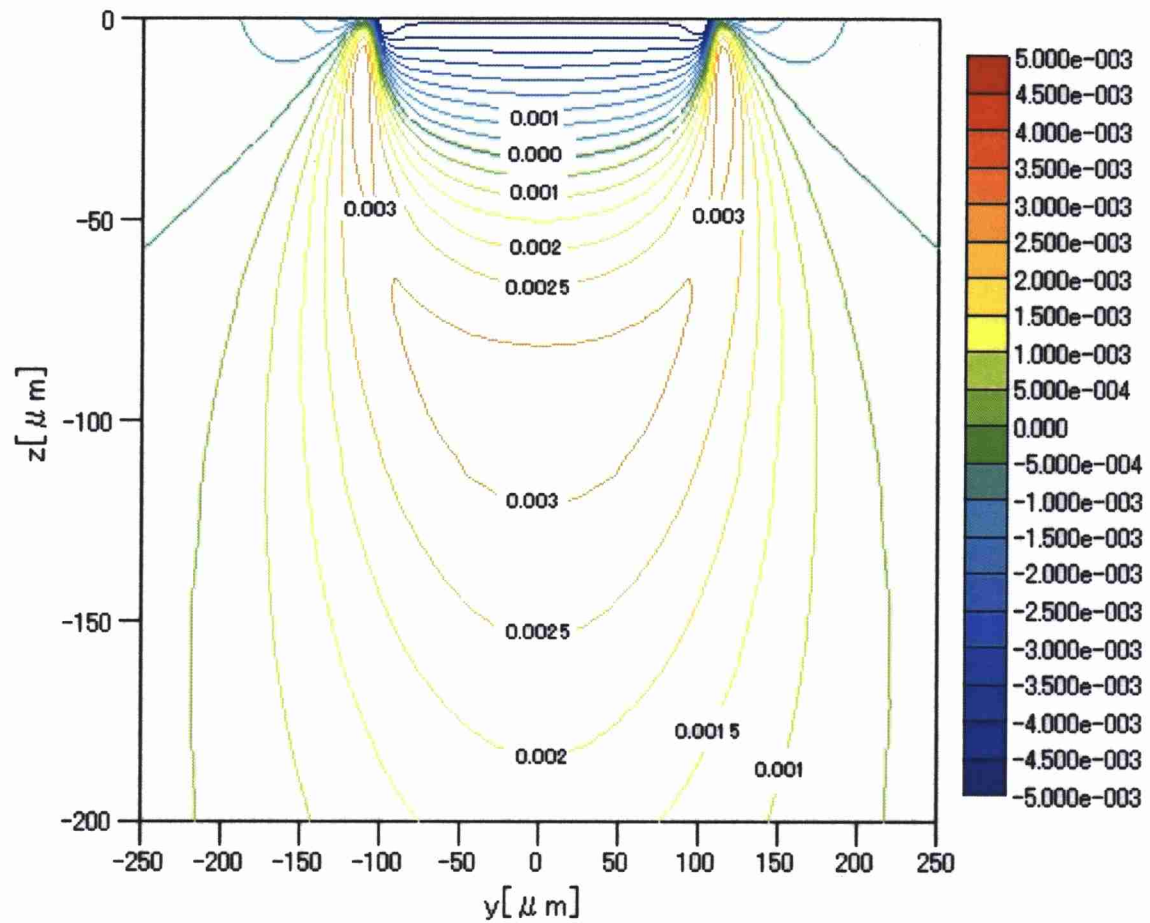


図 3.57 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.0005$ )

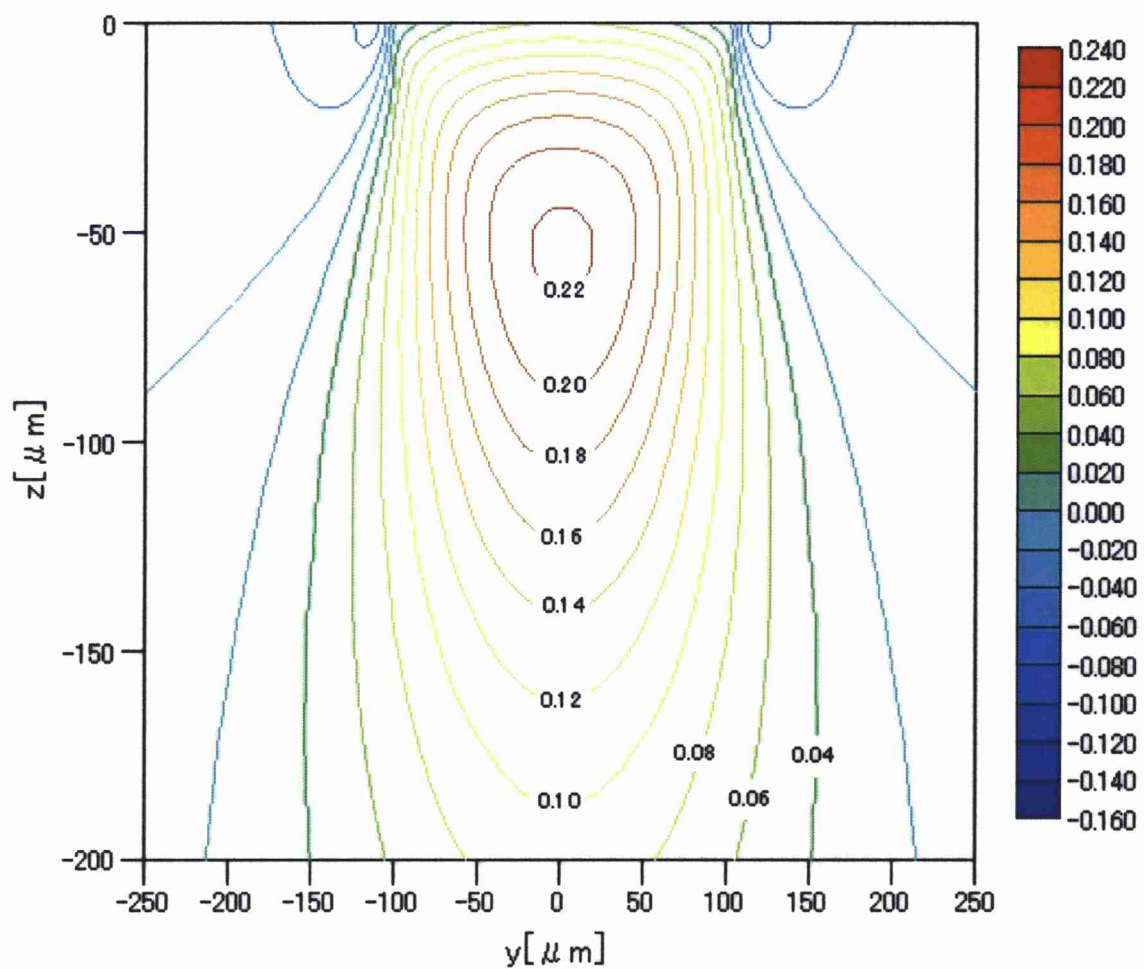
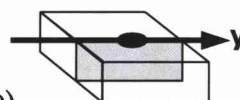


図 3.58 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



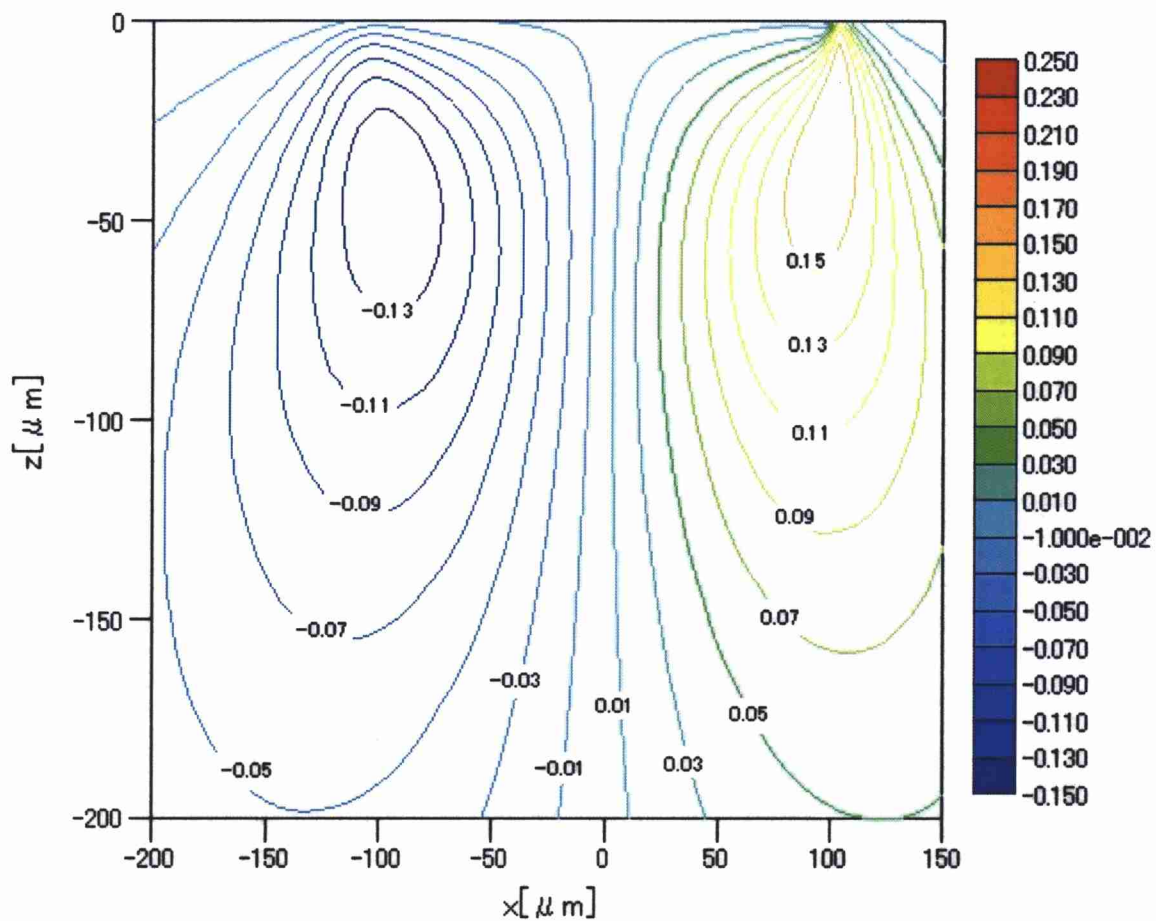
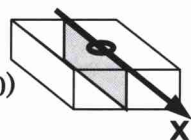


図 3.59 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=6.551 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



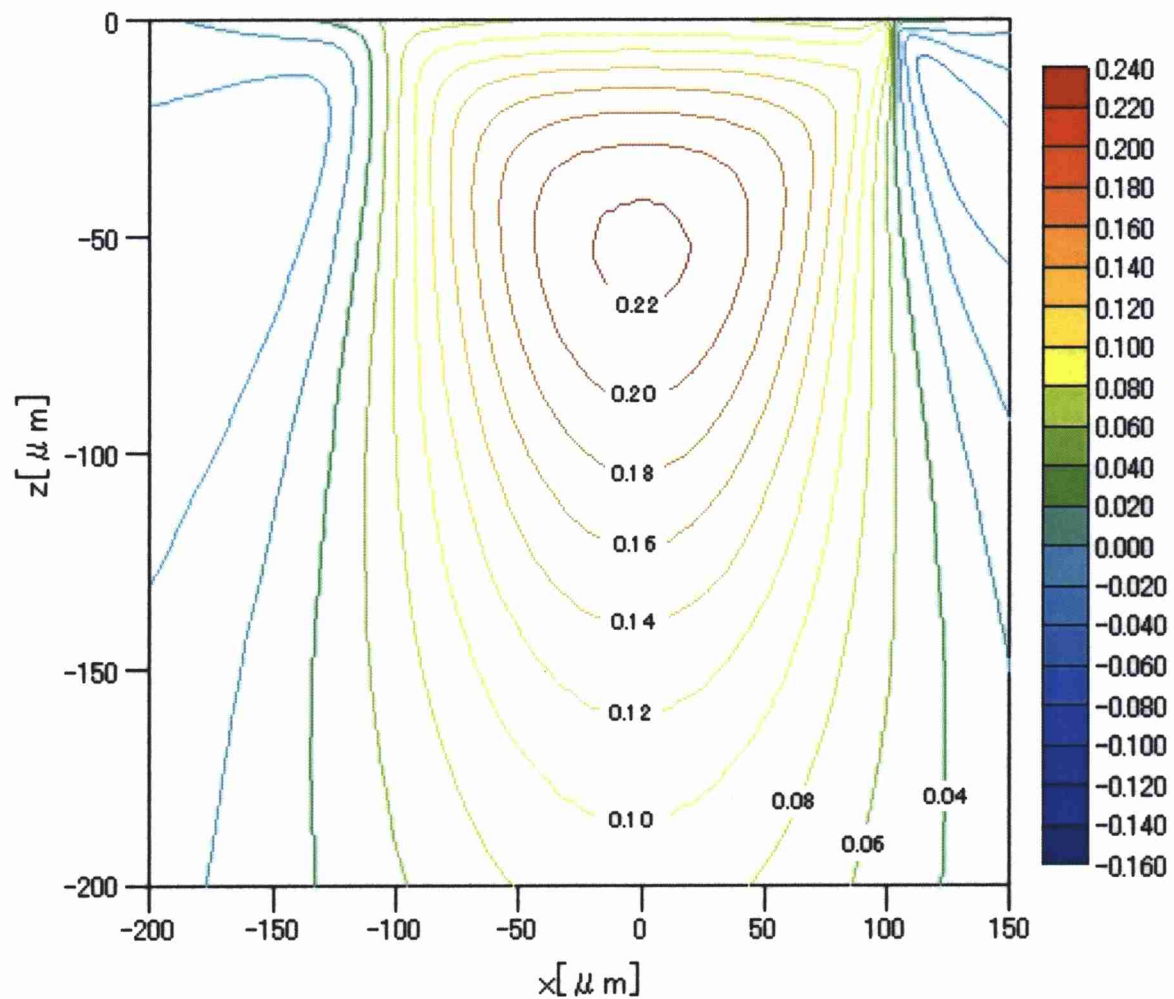
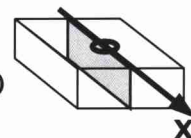


図 3.60 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=6.551 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau = 0.020$ )





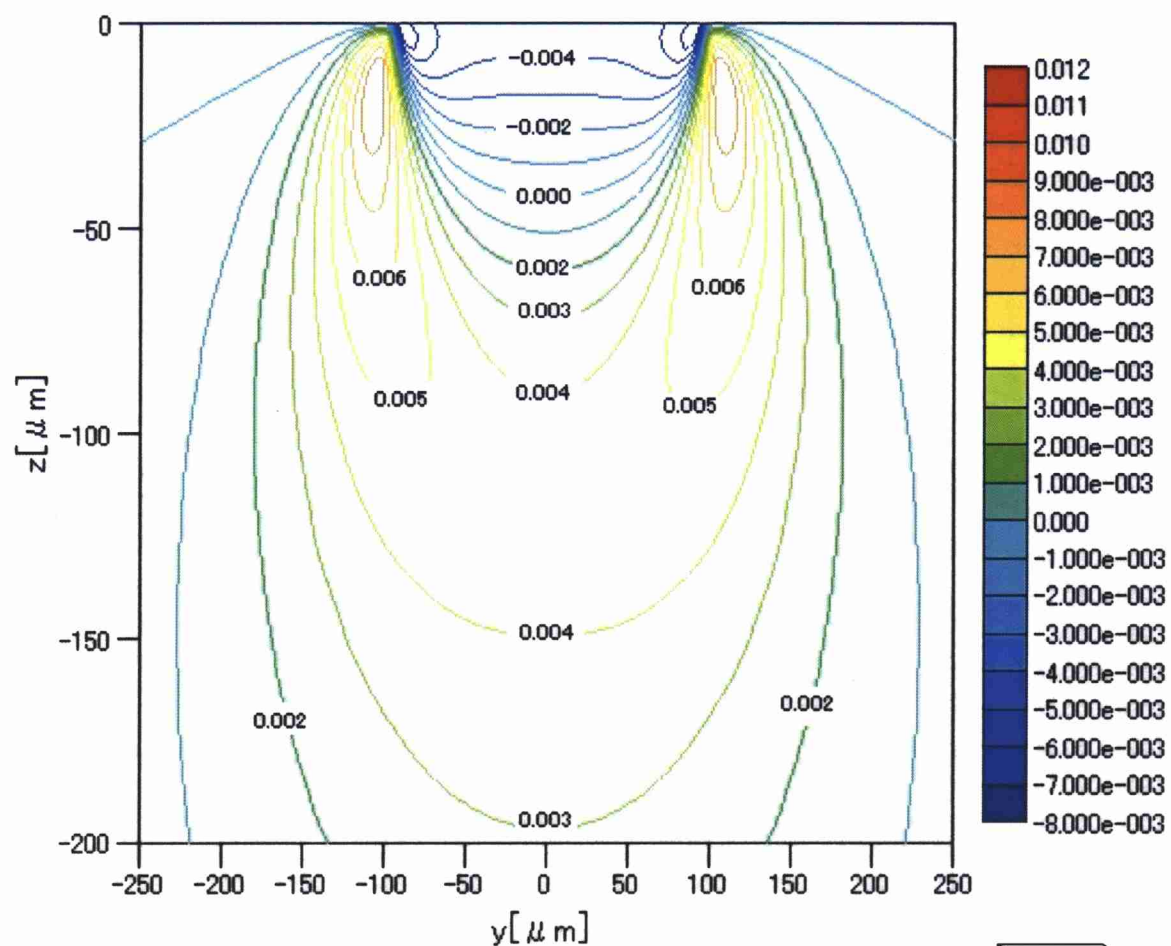
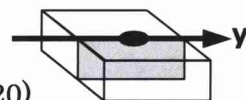


図 3.61 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=6.551 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



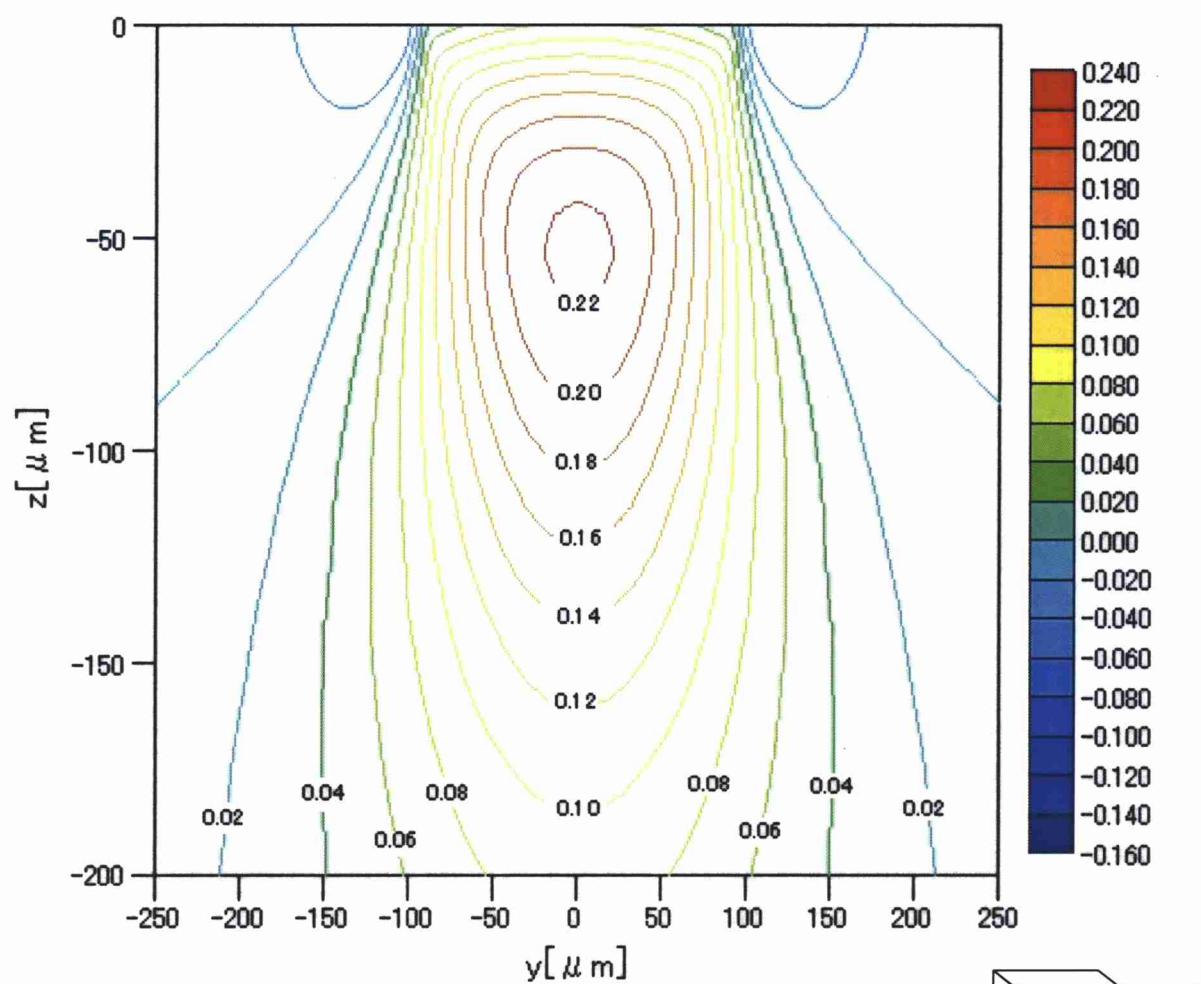


図 3.62 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=6.551 \times 10^{-12}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



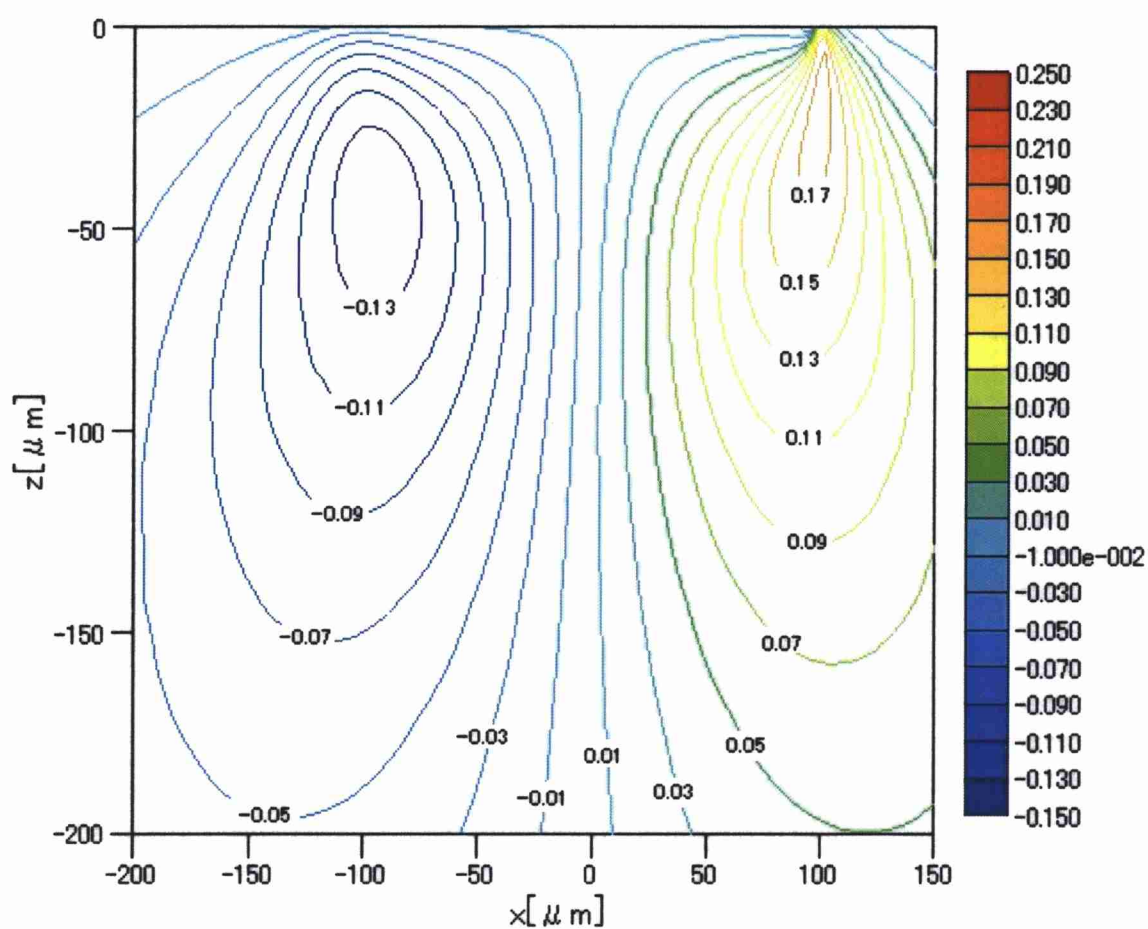
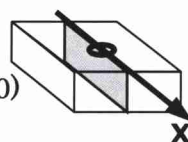


図 3.63 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



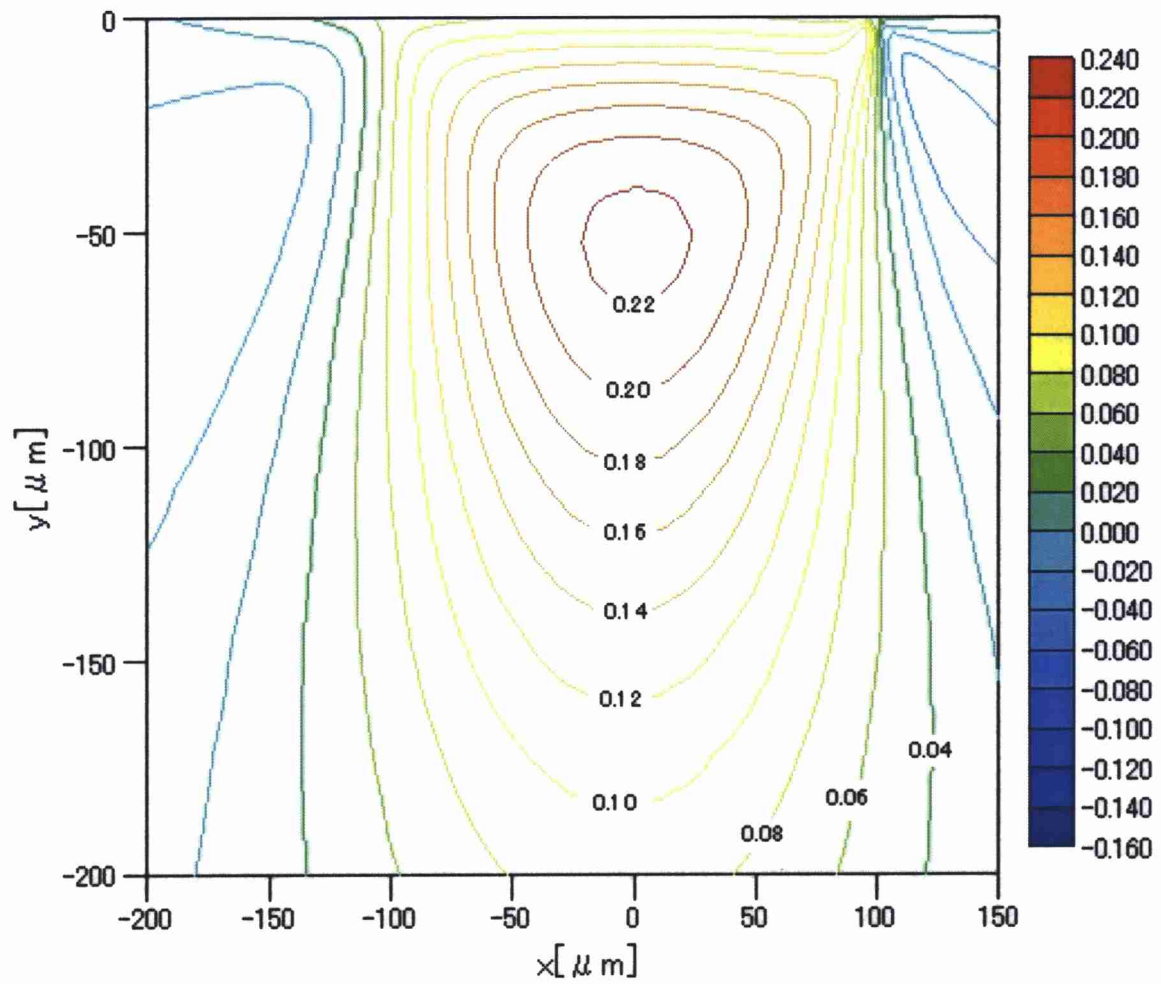


図 3.64 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )

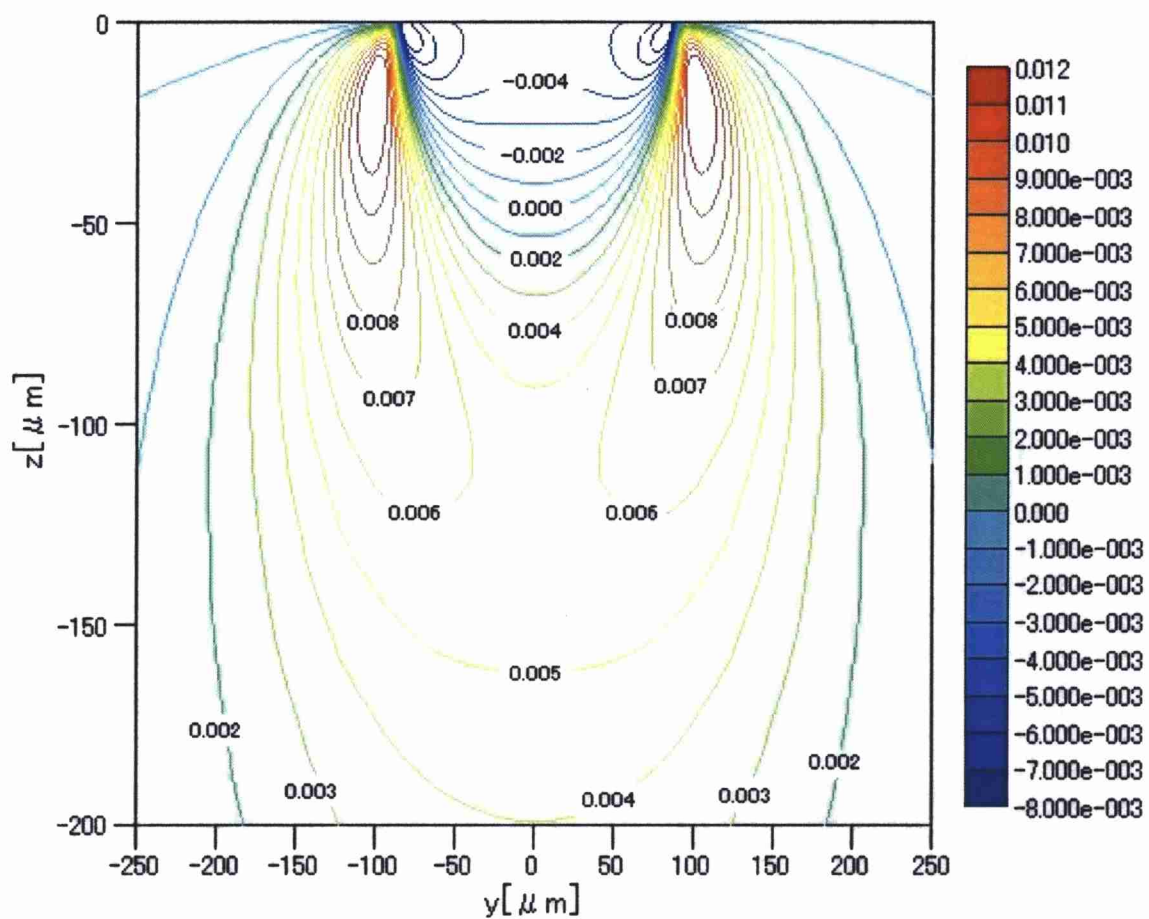


図 3.65 深さ方向の  $\tau_{zx}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.001$ )

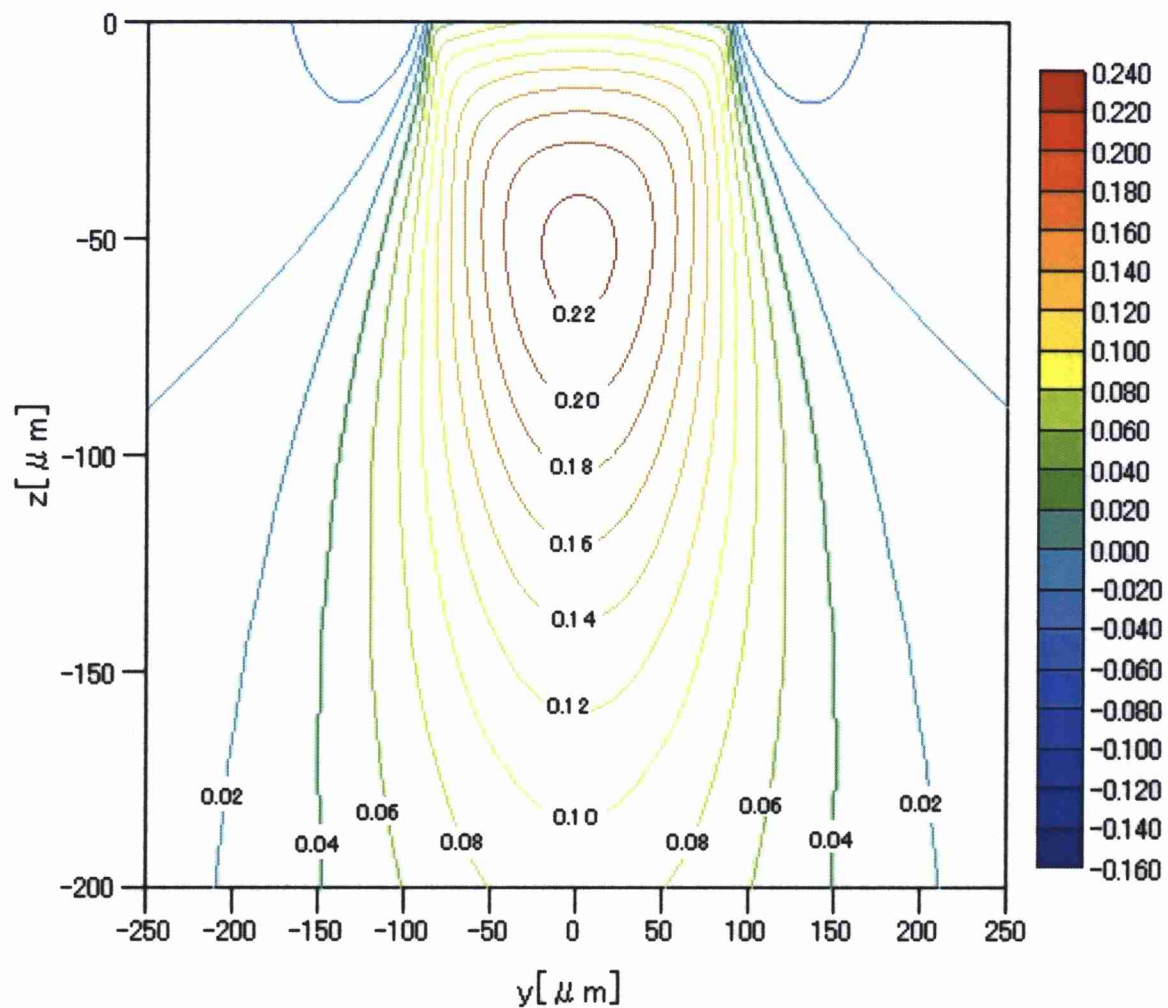
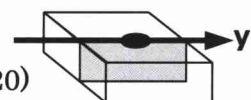


図 3.66 深さ方向の  $\tau_{\max}$  の分布, [GPa]  
 ( $W=7.368 \times 10^{-7}$ ,  $U=1.310 \times 10^{-11}$ ,  $G=4835$ ,  $k=1.0$ ,  $\Delta \tau=0.020$ )



### 3. 4 転がり軸受の寿命予測

軸受鋼のような延性材料は、材料内部に生じる最大せん断応力が、材料のある限界値を超えたときに破壊が生じると言われている<sup>(2)</sup>。従って、転がり軸受の寿命を予測する場合、最大せん断応力の最大値を求め、ねじり疲労試験により得られるせん断応力と、破壊するまでの繰返し数を示す線図（S-N 線図）から軸受寿命を予測するのが妥当だと考える。しかし、本研究では軸受鋼のねじり疲労試験における S-N 線図が得られなかった。そこで得ることができた回転曲げ疲労試験における S-N 線図と、外輪内部で生じる主応力の最大値から軸受寿命を得た。本研究で用いた回転曲げ疲労試験による S-N 線図を図 3.67 に示し、軸受寿命の解析結果を以下に述べる。

2.8 節に示す解析範囲内においては、 $W=1.842 \times 10^{-6}$ （転動体荷重  $F=50[N]$  に相当）、 $U=1.310 \times 10^{-11}$ （実際の転動体回転速度  $1.6[m/s^2]$  に相当）、 $G=4835$ 、 $k=1.0$ （転動体と曲率を有しない平面との接触に相当）の場合、主応力の最大値が  $1033.0[MPa]$  となるので、軸受寿命（破壊するまでの応力繰返し数）は  $2.5 \times 10^6$  回となる。

また  $W=2.211 \times 10^{-6}$ （転動体荷重  $F=60[N]$  に相当）、 $U=1.310 \times 10^{-11}$ （実際の転動体回転速度  $1.6[m/s^2]$  に相当）、 $G=4835$ 、 $k=1.0$ （転動体と曲率を有しない平面との接触に相当）の場合、主応力の最大値が  $1095.8[MPa]$  となるので、軸受寿命は  $2.0 \times 10^5$  回となった。それ以外の条件においては、主応力の最大値は疲労限度以下の応力となり、破壊しないという結果になった。

このことから軸受荷重が大きくなると、軸受寿命は短くなることがわかる。

また外輪の曲率半径が小さくなる（ $k$  が大きくなる）と、外輪内部で生じる主応力およびせん断応力の最大値は小さくなる。このことは軸受の長寿命化を意味すると考える。

転動体の回転速度が速くなると、外輪内部で生じる主応力およびせん断応力の最大値は大きくなるので、軸受寿命は短くなると推測される。

次に、本研究では軸受寿命を主応力から評価したが、最大せん断応力から評価する場合について考察を行う。

図 3.68 に鋳鉄の疲労限度線図を示す<sup>(3)</sup>。疲労限度は、S-N 線図における水平部の応力を示す。図 3.68 の横軸は繰返し応力の平均応力  $\sigma_m$ 、 $\tau_m$ 、縦軸は応力振幅  $\sigma_a$ 、 $\tau_a$  をとり、それぞれの場合の疲労限度をプロットしたものである。ねじり疲労試験による疲労限度は、曲げ疲労試験による疲労限度より小さいことがわかる。しかし、図 3.69 より外輪内部で生じる最大せん断応力は主応力に比べて約  $1/4$  となっていることから、総合して考えると外輪内部で生じる最大せん断応力の最大値とねじり疲労試験による S-N 線図より得た軸受寿命は、本研究で得られた軸受寿命より長くなると考えられる。

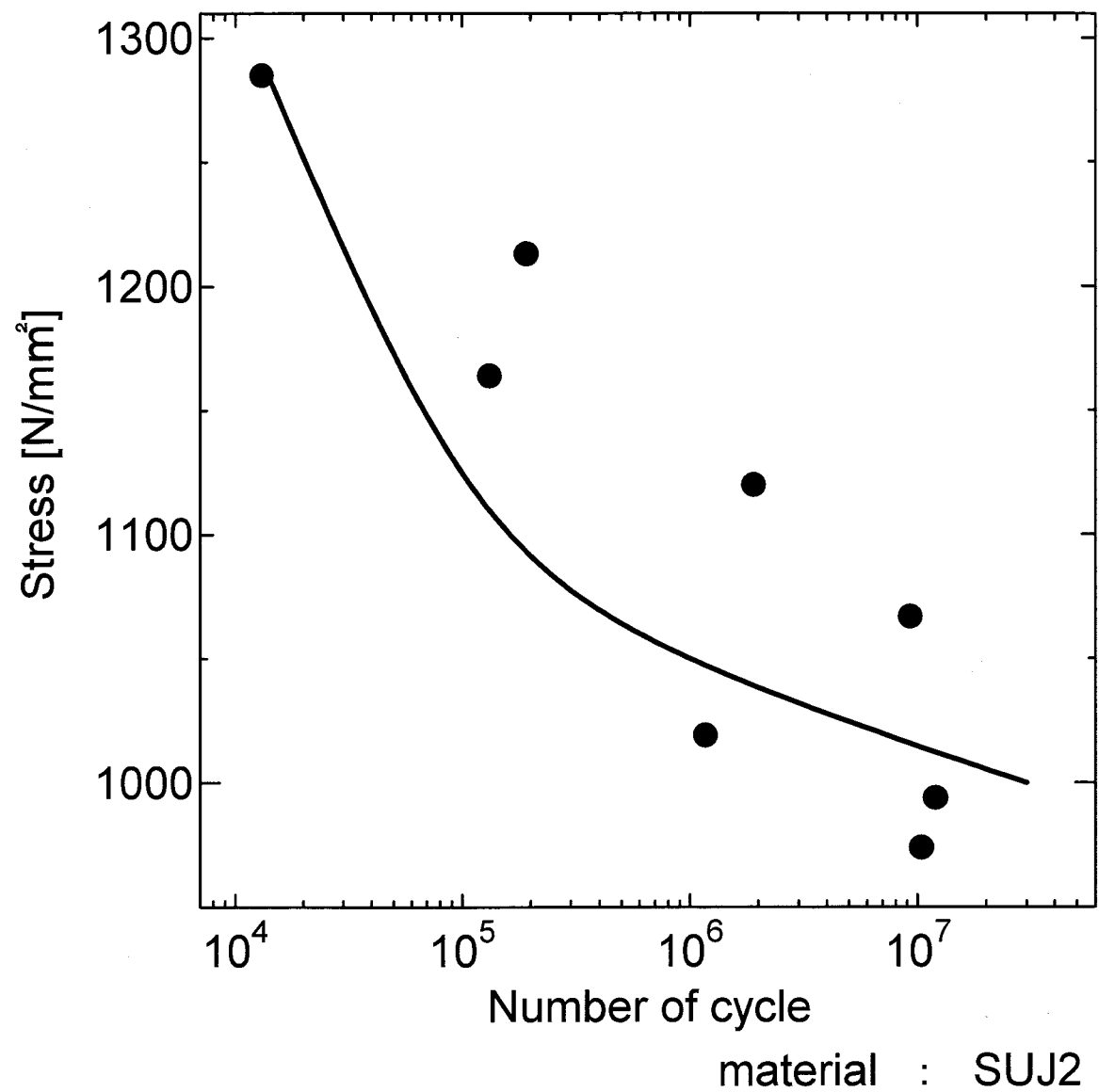


図 3.67 軸受材料(SUJ2)の S—N 線図  
(日本精工株式会社より提供)

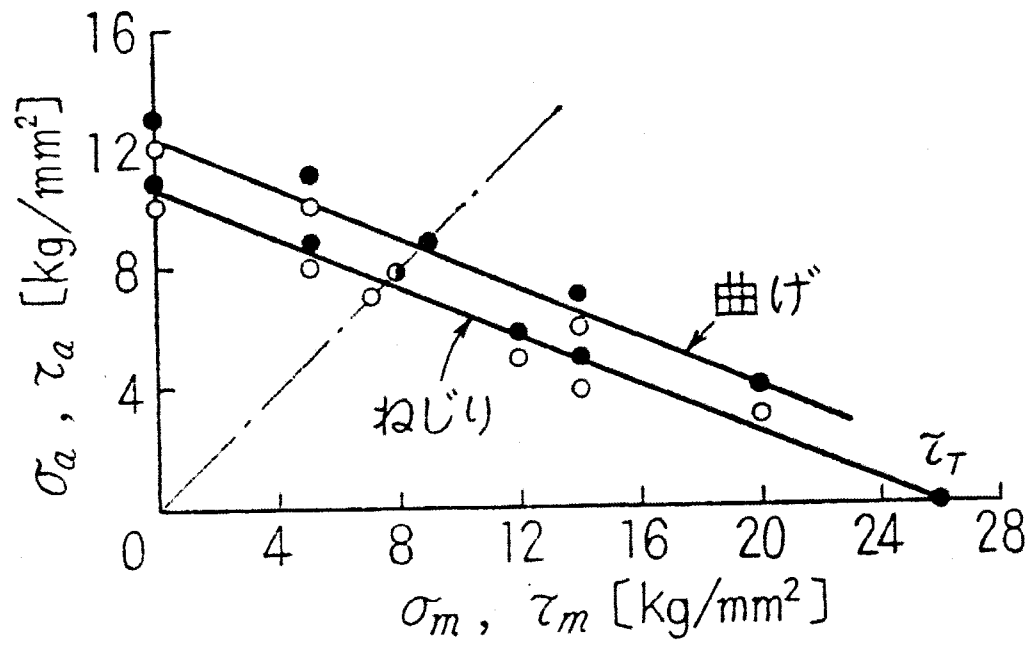


図 3.68 鑄鉄の曲げおよびねじり疲労限度線図  
(文献(3)から)

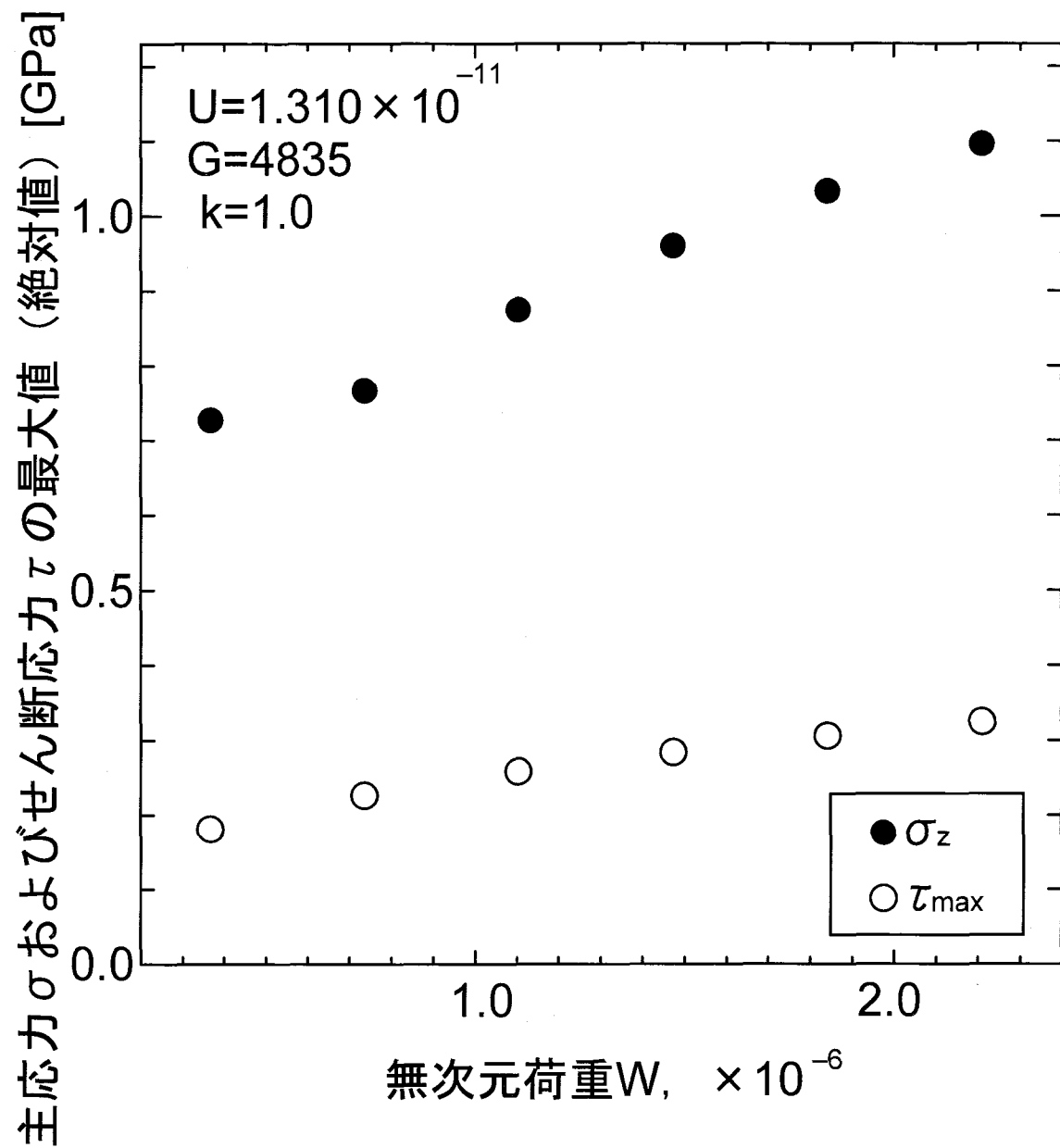


図 3.69 無次元荷重  $W$  と主応力およびせん断応力の最大値



## 参考文献

- (1) 中原綱光: EHL 理論誕生の歴史と EHL のメカニズム, トライボロジスト, 37-8 (1992), 642-647
- (2) 井澤實: 「増補版 機械要素の設計解析」 山海堂
- (3) 日本材料学会編: 「金属の疲労」 丸善

## 第 4 章 結論

本研究では、転がり軸受の外輪内部に生じる応力を調べ、得られた応力値と S-N 線図から軸受寿命を得た。

まず、外輪内部で生じる応力を解析した。その結果、次の結論を得た。

- ① 荷重が大きくなると、外輪内部で生じる主応力およびせん断応力は大きくなる。
- ② 外輪の曲率半径が小さくなると、外輪内部で生じる主応力およびせん断応力は小さくなる。
- ③ 転動体の回転速度が速くなると、外輪内部で生じる主応力およびせん断応力は大きくなるが、その変化量は非常に小さい。

次に、得られた応力値と回転曲げ疲労試験における S-N 線図より軸受寿命を得た。その結果、次の結論を得た。

- ④ 荷重が大きくなると、軸受寿命は短くなる。
- ⑤ 外輪の曲率半径が小さくなると、軸受寿命は長くなる。
- ⑥ 軸受寿命は転動体の回転速度が速くなると、軸受寿命は短くなる。

本研究において外輪で生じる応力を算出し、それらから外輪の寿命について検討を行った。本研究は、回転曲げ疲労試験結果 (S-N 曲線) を基にして寿命予測を行った一つの試みであり、さらに検討が必要であると考ええる。

## 謝辞

本研究の遂行にあたり、公私にわたり終始熱心、懇切丁寧なご指導、ご助言を賜りました本学海洋工学部教授岩本勝美博士に深甚な感謝の意を表し上げます。

本研究をまとめるにあたり、研究全体に渡って多くのご指導、ご助言をいただきました本学海洋工学部助教授田中健太郎博士に厚く謝意を申し述べます。

本研究の遂行にあたり、貴重なご意見、ご教示を賜りました本学海洋工学部教授志摩政幸博士に厚くお礼申し上げます。

本論文の審査にあたり、貴重なご意見、ご教示を賜りました本学海洋工学部教授岡田博博士に厚くお礼申し上げます。

また、物品の購入ならびに技術的なご指導を賜りました本学海洋工学部助手大石誠治氏ならびに本学海洋工学部技官外山一雄氏に厚くお礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、貴重なご意見ならびに資料提供を頂いた日本精工株式会社、大平隆昌氏ならびに中道治氏に厚くお礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、数値計算手法など、多くのご指導、ご助言をいただきました本学大学院生元田智弘氏に厚くお礼申し上げます。

また、研究室の環境作りならびに本研究に対し貴重なアドバイスを提供していただいた本学大学院生吉田健一郎氏ならびに寺尾達朗氏にお礼申し上げます。

ここでは名前を挙げることはできませんでしたが、本研究は、ほかにも多くの先生方、友人から、ご指導ご助言をいただきました。多くの人に支えられ応援されて完成させることができました。深く感謝いたします。

最後に、私が心身とも健康で研究に専念し、本日この論文を無事完成させることができたのは両親からの絶え間ない援助のおかげです。ここに深く感謝の意を表します。

平成 18 年 1 月 31 日 藤野俊和